Office - Peters H

Physikalische Zeitschrift

JUL 27 1925

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.30, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Bücher-sendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 11. Ausgegeben am 30. Juni 1925. No. 687. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Seeliger u. W. Lindow, Spektralphotometrische Studien an der Glimmentladung.

Ph. Groß u. O. Halpern, Über temperaturabhängige Parameter in der Statistik und die Debyesche Elektrolyttheorie.

W. Dällenbach, Eine Verallgemeinerung der Townsendschen Theorie des Funkenpotentials.

W. Bothe, Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen.

Zusammenfassende Berichte:

R. Holm, Der gegenwärtige Stand der Theorie des Glimmstroms. II, ein Nachtrag.

Besprechungen:

J. Ackeret, Das Rotorschiff und seine physikalischen Grundlagen.

L. Peters, Vektoranalysis.

T. Levi-Civita, Lezioni di calcolo differenziale assoluto.

F. Breisig, Theoretische Telegraphie.

M. Planck, Kausalgesetz und Willensfreiheit.

N. Herz, Allgemeine Theorie zentrierter Liniensysteme.

C. Mainka, Physik der Erdbebenwellen.

E. Schneider, Mathematische Schwingungslehre.

H. Schwerdt, Lehrbuch der Nomographie auf abbildungsgeometrischer Grundlage.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

Astronomische Zeitschrift.

Tagesereignisse. Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Spindler & Hoyer

G. m. b. H.

Mechanische und Optische Werkstätten

Göttingen 3.

Demonstrationsapparate zur Hydrodynamik
nach Prof. R. Pohl

Stromlinienapparat
wie Abbildung

Schleppversuch-Apparat

Preislisten kostenlos

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 350314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 11. 1. Juni 1925. Redaktionsschluß für No. 13 am 10. Juni 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Seeliger u. W. Lindow, Spektralphotometrische Studien an der Glimmentladung. S. 393.

Ph. Groß u. O. Halpern, Über temperaturabhängige Parameter in der Statistik und die Debyesche Elektrolyttheorie. S. 403.

W. Dällenbach, Eine Verallgemeinerung der Townsendschen Theorie des Funkenpotentials. S. 407.

W. Bothe, Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen. S. 410.

Zusammenfassende Berichte:

R. Holm, Der gegenwärtige Stand der Theorie des Glimmstroms. II, ein Nachtrag. S. 412.

Besprechungen:

J. Ackeret, Das Rotorschiff und seine physikalischen Grundlagen. S. 420.

L. Peters, Vektoranalysis. S. 421.

T. Levi-Civita, Lezioni di calcolo differenziale assoluto. S. 421.

F. Breisig, Theoretische Telegraphie. S. 421.

M. Planck, Kausalgesetz und Willensfreiheit. S. 422.

N. Herz, Allgemeine Theorie zentrierter Linsensysteme. S. 422.

C. Mainka, Physik der Erdbebenwellen. S. 422.

E. Schneider, Mathematische Schwingungslehre. S. 423.

H. Schwerdt, Lehrbuch der Nomographie auf abbildungsgeometrischer Grundlage. S. 423.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. S. 424.

Astronomische Zeitschrift. S. 424.

Tagesereignisse. S. 424.

Personalien. S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Spektralphotometrische Studien an der Glimmentladung.

Von R. Seeliger und W. Lindow.

Frühere Untersuchungen[1]) über die Intensitätsverteilung einzelner Linien und Banden hatten den einen von uns zu einigen Gesetzmäßigkeiten geführt, die für eine Theorie der Entladungsvorgänge von Bedeutung sein können und auch atomtheoretisch von Interesse sind. Als die wichtigsten Ergebnisse seien genannt die Glimmsaumregel, welche die Entfernung der den einzelnen Frequenzen zukommenden Glimmsäume von der Kathode in Verbindung bringt mit den Anregungseigenschaften dieser Frequenzen, eine analoge Gesetzmäßigkeit für die Intensitätsanstiege aus dem Faradayschen Dunkelraum in die positive Säule und endlich gewisse Regeln für die Tiefe der Intensitätswellen in der geschichteten positiven Säule. Hierbei handelte es sich stets nur um qualitative, aus den Schwärzungskurven abgeleitete Beziehungen, die deshalb auch nur „Reihenfolgen" und keine absoluten Angaben enthalten konnten. Eine Erweiterung dieser Beobachtungen auf die wirklichen Intensitäten ist nun für die kathodischen Entladungsteile im folgenden vorgenommen. Außerdem haben wir uns hier mit einer genaueren Untersuchung des Intensitätsabfalles im negativen Glimmlicht beschäftigt, der theoretisch von Interesse ist und für den bisher nur einige Angaben von Holm[2]) vorlagen, die sich nicht auf die einzelnen Frequenzen, sondern auf die totale Lichtemission beziehen; zugleich sollte die Brauchbarkeit einer neuen Methode der direkten Spektralphotometrie erprobt werden.

1) Ann. d. Phys. **67**, 352, 1922 (mit Literaturnachweis); Physik. Zeitschr. **25**, 337, 1924.

2) R. Holm, Physik. Zeitschr. **16**, 72, 1915.

1. Versuchsanordnung für die spektroskopischen Aufnahmen.

Zur Untersuchung des Intensitätsverlaufs im Kathodendunkelraum und im Beginn des neg. Glimmlichts wurde in der üblichen Weise der zu untersuchende Teil der Entladung auf den Spalt des Spektrographen abgebildet, so daß auf einer Aufnahme alle Frequenzen in allen Querschnitten der Entladung, also unter genau denselben Bedingungen, erhalten wurden. Der Übergang von den Schwärzungen zu den Intensitäten ergab sich folgendermaßen. In den Spektrographen konnten im parallelen Strahlengang hinter dem Prisma kreisförmige Blenden von verschiedener Öffnung eingesetzt werden. Sind die Blenden vom Strahlengang vollkommen ausgefüllt, so läßt sich damit eine quantitativ bekannte stufenweise Änderung der Intensität vornehmen. Wenn man nun auf dieselbe Platte und bei stets denselben Expositionszeiten sowie ohne sonstige Änderungen an der gesamten optischen Anordnung die eigentliche für die Photometrierung bestimmte Aufnahme A und die Reihe der Aufnahmen $B_1, B_2 \ldots$ mit den verschiedenen Blenden exponiert, erhält man aus diesen rein empirisch den Zusammenhang zwischen Schwärzung und Intensität und kann dann aus der Schwärzungsverteilung auf der Aufnahme A die Intensitätsverteilung konstruieren. Bedingung

ist dabei abgesehen von selbstverständlichen Vorsichtsmaßregeln nur, daß während der ganzen zur Herstellung der Aufnahmen $A B_1 B_2 \ldots$ erforderlichen Zeit die Entladung unverändert bleibt. Um dies sicher zu stellen, wurde zuerst die Aufnahme A gemacht, dann die Aufnahmen $B_1, B_2 \ldots$ und zum Schluß nochmals eine, der Aufnahme A gleiche A'; zur weiteren Bearbeitung zugelassen wurden nur die Platten, auf denen die Schwärzungen von A und A' übereinstimmten.

Im einzelnen ist über die Versuchsanordnung noch folgendes zu sagen. Das Entladungsrohr hatte die in Fig. 1 gezeichnete Form mit einer Aluminiumkathode und einer Kupferanode; um den Zerstäubungsbelag vor der Kathode bequem und jederzeit entfernen zu können, war die Kathode durch einen Schliff

Fig. 1.

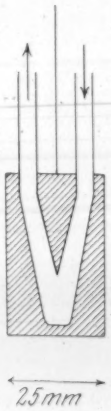


Fig. 1a.

eingeführt. Parallel zum Entladungsrohr lag ein großes Ballastvolumen, um die Entladung während der gesamten Expositionszeit einer zusammengehörenden Serie von Aufnahmen konstant halten zu können. Die Kathode wurde dauernd gekühlt und war zu diesem Zweck nach dem Ergebnis an Vorversuchen ausgebildet als ein massiver Aluminium-Zylinder (Fig. 1a) mit zwei Bohrungen, durch die ständig ein kräftiger Strom von Leitungswasser floß; ihre Oberfläche mit Ausnahme der Stirnfläche war durch Glimmer isoliert. Den Strom (10—20 Mill.-Amp., Entladungsspannung 700—1000 Volt) lieferte eine Hochspannungsdynamo oder eine Hochspannungsakkumulatorenbatterie in Serie mit der Entladungsröhre, dem Milliampèremeter und einem veränderlichen, wassergekühlten Mannit-Borsäurewiderstand. Die Aufnahmen wurden nach früheren Erfahrungen direkt durch die Glaswand des schlierenfrei ausgesuchten Entladungsrohres gemacht. Die Blenden hatten Öffnungen, die im Verhältnis 100 : 55 : 31 : 14 : 3 standen. Bei der Entwicklung der Platten (Hauff Extra Rapid) erwies es sich als nützlich, dem Entwickler Phenosafranin zuzusetzen, wodurch vollkommen schleierfreie glasklare Platten erhalten werden konnten. Besondere Aufmerksamkeit erforderte die Korrektion der Aufnahmen hinsichtlich der Konvergenz des prismatischen Spektrums und die Tiefenschärfe der Abbildung. Wenn auch bezüglich der letzteren das geometrisch-optische Optimum noch nicht erreicht war, da eine zu starke Verkleinerung des Bildes für die Photometrierung sich nicht als günstig erwies, war die Abbildung auf die Ebene des Spektrographenspalts immerhin so scharf, daß merkliche Verwischungen des tatsächlichen Intensitätsverlaufes nicht zu befürchten sind. Untersucht wurden Sauerstoff und Wasserstoff. Der Sauerstoff wurde hergestellt teils durch Erhitzung von Kaliumpermangat im Vakuum, teils durch Elektrolyse von destilliertem, mit Kalilauge versetztem Wasser, der Wasserstoff nur durch Elektrolyse. Der elektrolytische Apparat war (nach einem Vorschlag von Herrn v. Auwers) so eingerichtet, daß die Diffusion der Gase zwischen den Elektroden durch eine an geeigneter Stelle eingeschobene Schicht aus Glasperlen unterbunden war. Jedenfalls waren nach sorgfältiger Trocknung der Gase über Phosphorpentoxyd spektroskopische Verunreinigungen im Sauerstoff überhaupt nicht, im Wasserstoff nur in Form des absichtlich nicht durch Kühlung entfernten Quecksilberdampfes aus der Pumpe und aus dem Mc Leod zu bemerken.

2. Versuche in Sauerstoff.

Sauerstoff besitzt in dem mit Glasoptik zugänglichen Gebiet drei Spektren[1]), nämlich das aus einem Dublett- und einem Triplettsystem zusammengesetzte Serienspektrum, das Spektrum der Funkenlinien und ein dem Ozon zugeschriebenes Bandenspektrum. Von den Serienlinien war für die Untersuchung brauchbar leider nur eine einzige Linie, nämlich die Dublettlinie 4268; von den Triplettlinien waren unterhalb 4800 nur einige der stärksten auf den Platten eben angedeutet und auch dann

1) H. Wilsar, Diss. Würzburg 1912; J. Stark, Ann. d. Phys. **43**, 319, 1914.

nur, wenn zugleich die übrigen Teile des vollständigen Spektrums so stark überexponiert wurden, daß eine photometrische Vergleichung nicht in Frage kam. Das Funkenspektrum hingegen war recht vollständig und bequem zu erhalten; untersucht wurden die Linien 4677, 4662, 4650, 4642, 4590, 4591, 4417, 4415, 4349, 4190, 4185, 4075, 4072, 4069. Von den Bandenkanten — auch das Bandenspektrum erschien voll ausgebildet — wurden zur genaueren Untersuchung ausgewählt 4331/35, 4520 und 4827/30.

Der Dunkelraum hat im Sauerstoff rötlich-violette, das Glimmlicht weißlich-gelbe und die positive Säule gelb-grüne Farbe. Der Glimmsaum ist bekanntlich außerordentlich scharf. Wie bereits die subjektive Betrachtung der Photogramme zeigt, sind im negativen Glimmlicht mit ungefähr derselben Intensität die Funkenlinien, das Bandenspektrum und vom Serienspektrum die Dublettlinie 4368 vorhanden. (Ob die ersten Glieder der Triplettserien ebenfalls mit vergleichbarer Intensität emittiert werden, könnten nur Aufnahmen mit sensibilisierten Platten entscheiden; im Hinblick auf die dort unzureichende Dispersion des benutzten Spektrographen haben wir jedoch auf derartige Aufnahmen verzichtet.) Der subjektive Eindruck des Dunkelraumes wird vermutlich hervorgerufen vor allem durch den Intensitätsabfall des Bandenspektrums, das sich über fast das ganze sichtbare Gebiet erstreckt und im Dunkelraume bei Expositionsbedingungen, unter denen die Funkenlinien und 4368 noch deutlich hervortreten, mit scharfer Grenze im Glimmsaum bis zur Unsichtbarkeit geschwächt ist.

Die aus der absoluten photometrischen Bearbeitung sich ergebenden Resultate können am besten aus der graphischen Darstellung der Intensitäten entnommen werden. Zur Veranschaulichung des charakteristischen Verhaltens der drei genannten Spektren ist in Fig. 2 für die Funkenlinie 4650, die Serienlinie 4368 und die Bandenkante 4520 der Intensitätsverlauf im Dunkelraum und im Glimmlicht gezeichnet. Die Intensität des Maximums ist dabei stets gleich 100 gesetzt, die Kurven sind in der richtigen Lage relativ zur Kathodenoberfläche, die beim Abszissenwert 0 liegt, eingetragen; die Entladungsbedingungen waren Druck = 0,55 mm *Hg*, Stromdichte $3{,}55 \cdot 10^{-3}$ Amp/cm², Entladespannung 710 Volt. Die Lage des subjektiven Glimmsaumes ist durch die Marke *Gs* gekennzeichnet. Ergänzend sei jedoch bemerkt, daß sich nicht alle Funkenlinien genau ebenso wie die als Beispiel gezeichnete 4650 verhalten, sondern sowohl hinsichtlich der Lage des Intensitätsmaximums, wie hinsichtlich der Form der Intensitätskurven Unterschiede zeigen. Eine

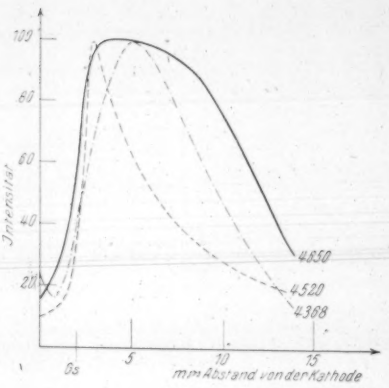


Fig. 2.

Aufnahme bei tieferem Druck, in der alle Lineardimensionen in der Entladung größer waren und die Unterschiede besser hervortreten ließen, ergab so z. B. flache Maxima für 4590 und 4676, verhältnismäßig steile Maxima für 4417/16 und 4190; eine gesetzmäßige Beziehung zwischen der Lage des Maximums und der Kurvenform ergab sich hierbei nicht. Wichtiger ist ein Vergleich der Intensitätsverteilungen für verschiedene Drucke. Das Ergebnis für die Versuchsbedingungen $p = 0{,}2$ mm, $i = 17{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp., $V = 850$ Volt und $p = 0{,}55$ mm *Hg*, $i = 17{,}5 \cdot 10^{-3}$ Amp., $V = 710$ Volt ist für die Funkenlinie 4072 — die übrigen Linien verhalten sich prinzipiell ebenso — in der Fig. 3 gegeben (über die Bedeutung der punktierten Kurven vgl. die Diskussion).

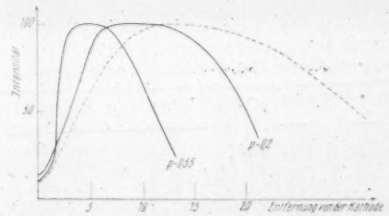


Fig. 3.

Von Interesse ist endlich noch, die Intensitätsanstiege im Glimmsaum, d. h. an der Grenze von Kathodendunkelraum und negativem Glimmlicht, und im Scheitel der positiven Säule, d. h. an der Grenze von Faradayschem Dunkelraum und positiver Säule, miteinander zu vergleichen.

Nach dem eingangs Gesagten konnte dieser Vergleich nur durchgeführt werden, wenigstens unter unseren Versuchsbedingungen, an den Banden; ferner ist es naturgemäß das Gegebene, bei demselben Druck und derselben Stromdichte die beiden Anstiege zu untersuchen. Die Fig. 4

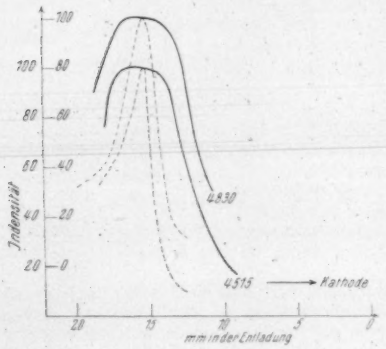


Fig. 4.

gibt für die beiden Bandenkanten 4520 und 4830 die optische Struktur des Scheitels der positiven Säule unter denselben Bedingungen wie für die Fig. 2, die Anstiege im Glimmsaum sind punktiert nochmals eingezeichnet in demselben Abszissenmaßstab; zur Erhöhung der Übersichtlichkeit sind die Kurvenpaare vertikal gegeneinander versetzt.

3. Versuche in Wasserstoff.

Die Versuche in Wasserstoff können kürzer besprochen werden, da hier bereits in früheren Arbeiten qualitative Beobachtungen vorliegen. Wie bereits bemerkt, wurde in dem Entladungsrohr der Quecksilberdampf aus der Pumpe und den Manometern absichtlich nicht fern gehalten, um einen Vergleich der Quecksilber- und der Wasserstofflinien durchführen zu können. Zur photometrischen Untersuchung wurden ausgewählt H_β, H_γ und H_δ von der Balmerserie, 4634, 4503, 4461, 4420, 4225 und 4177 vom Viellinienspektrum und die Quecksilberlinien 4047 sowie 4078. Die Ergebnisse sind für einen Druck 1 mm Hg (Stromdichte $2{,}75 \cdot 10^3$ Amp./cm^2 Entladungsspannung 800 Volt) in Fig. 5 dargestellt; wobei die einzelnen Kurven, deren Maximum stets gleich 100 gesetzt ist, wieder vertikal gegeneinander versetzt sind. Von den Viellinien sind nur drei ausgewählt, ebenso von den Balmerlinien nur H_γ als Vertreter der beobachteten typischen Kurvenformen. Analoge

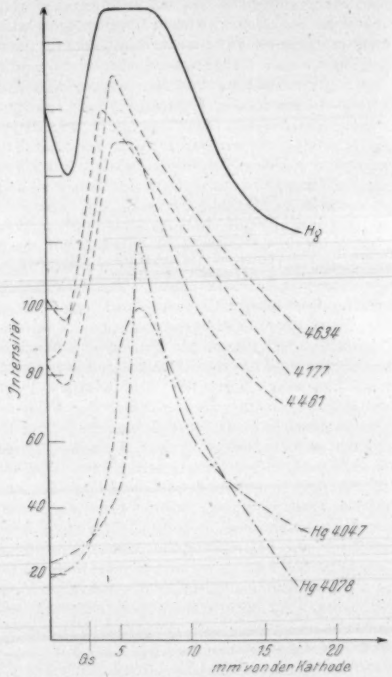


Fig. 5.

Aufnahmen bei anderen Drucken ergeben keine erwähnenswerten neuen Ergebnisse und seien deshalb nicht besonders beschrieben.

4. Diskussion der Ergebnisse.

Bereits bei der qualitativen Betrachtung der Fig. 2 und 5 ergeben sich nun deutlicher als aus den in vorhergehenden Arbeiten erhaltenen Schwärzungskurven einige bemerkenswerte Feststellungen. Zunächst tritt die feinere Struktur des im Beginn des negativen Glimmlichts liegenden Helligkeitsmaximums nun deutlich hervor. Wie man erkennt, sind die Maxima der einzelnen Frequenzen teils infolge ihrer verschiedenen Lage zur Kathode, teils infolge ihrer Form über einen so weiten Bereich verteilt, daß von einem eigentlichen, wohldefinierten „Glimmsaum", wie er physiologisch in Erscheinung tritt, nicht mehr die Rede sein kann. Dies ist wichtig, weil damit alle Betrachtungen über die Dicke des Kathodendunkelraumes und

die bisher daran geknüpften theoretischen Spekulationen ihre prinzipielle Bedeutung verlieren. Der „Glimmsaum" wird offenbar dort wahrgenommen, wo die physiologisch wirksamsten Spektralbezirke den steilsten Helligkeitsanstieg haben. Aus der Lage der Maxima oder den Stellen steilsten Anstiegs anderer Spektralgebiete würde man für die Dunkelraumdicke andere Werte anzusetzen haben, und zwar Werte, die nach unseren Intensitätskurven bis zu mehr als hundert Proz. verschieden sein könnten.

Es liegt nahe, diese Unbestimmtheit des physiologischen Glimmsaumes auch direkt nachzuweisen dadurch, daß man den Glimmsaum durch geeignete Lichtfilter beobachtet. Welche Filter geeignet sind, hängt von dem Füllgas der Entladungsröhre und wie bei allen physiologischen Erscheinungen wohl auch von den subjektiven Eigenschaften des Beobachters ab. In einer Wasserstoffentladung, der reichlich Quecksilberdampf beigemischt war (bei der die Verhältnisse jedoch so gewählt waren, daß kein doppeltes Glimmlicht, sondern nur der reguläre Dunkelraum und ein einfacher Glimmsaum mit unbewaffnetem Auge zu sehen waren), bestimmten wir die Dunkelraumlänge durch einen Rotfilter und durch einen Blaufilter und fanden nun in der Tat in letzterem Fall eine etwa 20—30 Proz. größere Dunkelraumlänge als im ersteren. Als Filter erwiesen sich nach vielfachen Versuchen mit den verschiedensten Gläsern, Flüssigkeits- und Gelatinefiltern am geeignetsten ein Rubinglas und ein Filter aus wässeriger Lösung des Filterblau II von Meister Lucius und Brünning.

Die Form der Intensitätskurven ist, wie dies auch bereits aus den früheren qualitativen Ergebnissen gefolgert werden konnte, für die einzelnen Frequenzen eine sehr verschiedene. Als eine wie es scheint allgemeingültige Regel kann man aus den Figuren entnehmen, daß zu hohen Anregungsspannungen flache, zu kleinen Anregungsspannungen spitze Maxima der Intensitätskurven gehören. Die Balmerlinien und die Sauerstoffunkenlinien einerseits, die Viellinien, Quecksilberlinien und Sauerstoffserienlinien andererseits zeigen dies deutlich; zugleich ergibt sich der bereits bekannte und in der Glimmsaumregel formulierte Zusammenhang mit der Entfernung des Maximums von der Kathode. Eine merkwürdige Ausnahme machen nur die Sauerstoffbanden, deren ausgeprägte Intensitätsspitze auf kleine Anregungsspannung schließen läßt, während die Lage des Intensitätsmaximums gerade zu dem umgekehrten Schluß nötigt. Wir sehen darin einen Hinweis dafür, daß bei den Sauerstoffbanden noch andere Faktoren eine Rolle spielen, so z. B. die von Holm vermutete Beeinflussung der Intensität durch das Dunkelraumfeld. Von Interesse ist ferner, daß wir unter den Viellinien verschiedene Typen feststellen konnten je nach Lage und Form des Intensitätsmaximums. Zu einer Einteilung der Viellinien in diese Typen reichen die vorliegenden Beobachtungen jedoch noch nicht aus, insbesondere konnten wir gesetzmäßige Zusammenhänge mit der Form der Anregungsfunktionen[1]) noch nicht mit Sicherheit feststellen. Wir glauben aber, daß hier eine Methode der Klassifizierung der Viellinien gegeben ist, die von der Methode einer direkten Aufnahme der Anregungsfunktionen mancherlei Vorteile bietet, die vor allem darin liegen, daß man eine intensive Lichtquelle und damit leistungsfähigere Spektrographen benutzen und daß man alle Linien an einer einzigen Aufnahme untersuchen kann. Unter den qualitativen Befunden ist endlich noch bemerkenswert, daß nur einige Frequenzen dicht an der Kathode, d. h. also in dem als „erste Kathodenschicht" bezeichneten Teil der Entladung, einen Anstieg der Intensitäten zeigen. Es sind dies, wie besondere Aufnahmen hinter einer mit Durchbohrungen versehenen Kathode unter sorgfältiger Abschirmung fremden Lichtes und unter denselben Entladungsbedingungen ergeben haben, gerade die Frequenzen, die von den Kanalstrahlen in überwiegender Intensität emittiert werden. Diese Feststellung ist wichtig, weil sie uns zu zeigen scheint, daß die erste Kathodenschicht von den auf die Kathode zufliegenden Kanalstrahlen und nicht wie man auch vermuten könnte, von den langsamen, die Kathode verlassenden Elektronen, herrührt. Inwieweit bei den Linien, die zwar keinen erneuten Anstieg der Intensität zeigen, bei denen aber doch stets eine deutliche Abflachung des Intensitätsabfalls zu bemerken ist, sich vor der Kathode über die durch Elektronenstoß angeregte Emission eine schwache Kanalstrahlenemission lagert, ist vorerst nicht zu entscheiden.

Quantitativ ist vor allem natürlich von Interesse, daß wir nun zum erstenmal Aussagen über die absoluten Intensitätsgradienten an der Dunkelraumgrenze machen können. Da die Kathode gekühlt war (auch die Wand des Entladungsrohres vor der Kathode wurde nicht merklich durch die Entladung erwärmt), kann man mit jedenfalls recht guter Näherung die freien Elektronenweglängen aus dem manometrisch gemessenen Druck und dann aus den Intensitätskurven die Intensitätsgradienten bestimmen. Die Tabelle enthält aus allen unseren

1) E. Gehrcke u. Lau, Berl. Ber. 1923, S. 242 s. a. A. L. Hughes, Washington Univ. Stud. II, 117 1924; R. Seeliger u. G. Mierdel, Zeitschr. f. Physik 1 355, 1920.

	(H_2) Balmer	(H_2)-Viellinien	Quecksilber	(O_2)-Serien	(O_2)-Funken	O_2Banden
$G_2 - K$		6 λ			4 λ	
$J_m - K$	9 λ	8—10 λ	14 λ	10 λ	7—9 λ	6 λ
J_d λ	30—50/5 λ	20—25/4,5 λ	—	16/8 λ	—	—
J_K	70—90	25—33	—	25	—	—
$J_{K'}$	—	25	5—20	—	12—20	9
$dJ/d\lambda$	12—20	20	30	40	40	80

Beobachtungen abgeleitet die folgenden Angaben: 1. Entfernung des physiologischen Glimmsaums von der Kathode in Elektronenweglängen λ. 2. Entfernung der Intensitätsmaxima J_m des Glimmsaums von der Kathode in λ. 3. Dunkelraumminimum J_d in Prozenten von J_m und Abstand $J_d - J_m$ in λ. 4. Kathodenmaximum J_K in Prozenten von J_m. 3. und 4. beziehen sich auf die Frequenzen, deren Intensität an der Kathode wieder ansteigt. Für diejenigen, die keinen solchen Wiederanstieg zeigen, gibt 5. Intensitätsminimum $J_{K'}$ an der Kathode in Prozenten von J_m. 6. Die Intensitätsänderung an der Stelle des steilsten Anstiegs in Prozenten von J_m und gerechnet für die Strecke von 1 λ.

Die Zahlen der letzten Reihe können nicht mehr als die Größenordnung der Steilheit angeben. Sie beziehen sich, wie alle Zahlen der Tabelle, auf einen Druck von 1 mm in H_2 und von 0,55 mm in O_2. Für verschiedene Drucke bei derselben Stromdichte (H_2: 1 und 3 mm; O_2: 0,55 und 0,2 mm) ergab sich eine räumliche Kompression des ganzen Kurvensystems mit steigendem Druck und umgekehrt, die sich auf den Dunkelraum und das Glimmlicht erstreckte. Die linearen Dimensionen ändern sich jedoch nicht umgekehrt proportional dem Druck (wie dies für die physiologische Dunkelraumlänge schon lange bekannt ist), sondern in geringerem Grad als einer Proportionalität entsprechen würde. In Fig. 3 ist dafür ein besonders deutliches Beispiel an der Sauerstoffunkenlinie 4072 gegeben und zur Veranschaulichung punktiert die Proportionalitätskurve eingezeichnet; weniger ausgeprägt sind die Abweichungen bei den Wasserstofflinien. Infolge der Kühlung der Kathode traten merkbare Erwärmungen der Wand des Entladungsrohres nicht auf, so daß man mit jedenfalls recht guter Annäherung annehmen kann, daß die Elektronenweglängen in der Entladung sich bei Druckänderung hier umgekehrt proportional dem Druck ändern. Die Abszissen sind dann proportional den Weglängezahlen, so daß man also von einer „Verlängerung des Glimmlichts" (gemessen in freien Elektronenweglängen) mit zunehmendem Druck sprechen kann. Dieser Druckeffekt wird überlagert von dem Einfluß, der von der Änderung des Kathodenfalles herrührt. Da aber der Kathodenfall bei konstanter Stromdichte mit zunehmendem Druck abnimmt, so kann man aus unseren Ergebnissen a fortiori auf die Existenz des genannten Druckeffektes schließen.

5. Intensitätsabfall im negativen Glimmlicht.

Der Intensitätsabfall im Glimmlicht mit wachsender Entfernung von der Kathode ist, wie bereits eingangs erwähnt wurde, bisher in spektraler Zerlegung überhaupt noch nicht genauer untersucht worden. Wir haben deshalb in einer besonderen Untersuchungsreihe uns hierüber Anschluß zu verschaffen versucht und zwar durch direkte subjektive Photometrie. Zu diesem Zweck wurden die einzelnen Querschnitte des Glimmlichts nacheinander abgebildet auf den Spalt eines Spektralapparates von verhältnismäßig großer Dispersion; der Apparat war aus den von Herrn Prof. Weidert (Optische Anstalt C. P. Goerz) uns in freundlichster Weise gestifteten Teilen auf einer Marmorplatte stabil aufgebaut. In der Bildebene war aus zwei Stahlschneiden eine Blende aufgestellt, die nur die zu untersuchende Linie zur Beobachtung freiließ. Diese so monochromatisch erleuchtete und von der zu untersuchenden Linie eben ausgefüllte Blende diente dann als Lichtquelle für die eigentliche photometrische Untersuchung, die mit Hilfe des für geringe Intensitäten von Gehlhoff und Schering konstruierten Photometers vorgenommen wurde (das in einem Nebenraum in völliger Dunkelheit aufgestellt war). Schwierigkeiten machte zunächst die Herstellung einer geeigneten Vergleichslichtquelle. Nach mannigfachen vergeblichen Versuchen mit Flüssigkeits- und Gelatinefiltern ergab sich die folgende befriedigende Lösung. Die dem Photometer beigegebene Vergleichsbeleuchtung wurde abgenommen und die Eintrittsblende der Beleuchtungsoptik nun in die Bildebene eines kleinen geradsichtigen Spektroskops gesetzt, das von dem kontinuierlichen Spektrum einer Wolframpunktlampe ein hinreichend helles Bild lieferte. Die Konstanz der Punktlampe wurde (nach genügend langer Einbrennzeit) kontrolliert durch ein Präzisionsampèremeter. Das Beleuchtungsspektroskop war mikrometrisch verschiebbar aufgestellt und wurde bis zur Farbengleichheit der

beiden im Photometer sichtbaren Felder verschoben, die sich auf diesem Weg vollkommen befriedigend erreichen ließ.

Da die photometrische Anordnung (bestehend aus Spektralapparat, Photometer und Vergleichslichtquelle) auf zwei großen Tischen fest montiert war, wurden die einzelnen Querschnitte des Glimmlichts dadurch in den Strahlengang gebracht, daß die Kathode im Entladungsrohr senkrecht zur optischen Achse des abbildenden Systems verschoben wurde. Zu diesem Zweck war das Entladungsrohr in der aus Fig. 6 er-

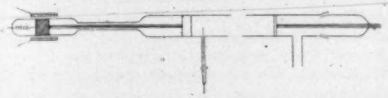


Fig. 6.

sichtlichen Form ausgebildet. Die Kathode bestand aus einem leichten Aluminiumzylinder, der magnetisch durch eine Stromspule verschoben werden konnte; die Verschiebung wurde an einem in Millimeter geteilten Maßstab abgelesen. In dem abgebildeten Querschnitt der Entladung konnte außerdem, durch einen Schliff einführbar, eine Sonde oder ein Thermoelement in die Achse des Entladungsrohres gebracht werden. Auch die Anode war durch einen Schliff eingeführt, um den kathodischen Zerstäubungsniederschlag auf der Rohrwand jederzeit entfernen zu können. Durch besondere Messungen überzeugten wir uns, wie oft dies notwendig war. Zu diesem Zweck wurde unter denselben Bedingungen wie bei der eigentlichen photometrischen Messung die Entladung in Betrieb genommen und die Lichtdurchlässigkeit des Zerstäubungsniederschlags nach je einer Stunde Entladungsdauer verglichen mit der eines Eder-Hechtschen Graukeils, der vorher absolut geeicht worden war. Als zulässig erachtet wurden noch Absorptionen bis zu etwa 2 Proz.

Für die H_α-Linie, die am genauesten untersucht werden konnte, sind die Ergebnisse in der Fig. 7[1]) gezeichnet. Die Scheitelwerte im Glimmsaum sind hierin auf denselben Wert 100 reduziert und die Glimmsäume an dieselbe Stelle gerückt, um die Kurven bequem vergleichen zu können. Die Kurven geben Mittelwerte aus mehreren über einen längeren Zeitraum verteilten Meßreihen; bemerkt sei, daß die einzelnen Meßpunkte, bezogen auf die Maximalintensität im Glimmsaum (= 100) bis auf 5 Proz. übereinstimmten. Messungen wurden vorgenommen für die unten angegebenen Werte von Druck,

1) Über die Bedeutung der punktierten Kurven II′ u. III′ vgl. den nächsten Abschnitt.

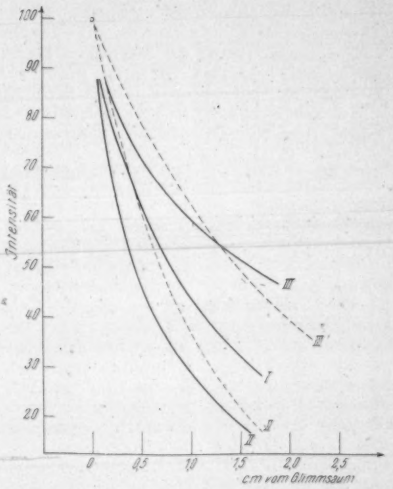


Fig. 7.

Stromdichte und Kathodenfall. Die Stromstärke bei 0,4 mm Druck war so gewählt, daß der Kathodenfall (= Potentialdifferenz zwischen Kathode und Glimmsaumquerschnitt) ungefähr übereinstimmte mit dem einen der Kathodenfälle bei 0,8 mm Druck. Mit dem Druck höher zu gehen, schien nicht günstig zu sein, da sonst die Glimmlichtlänge zu klein wurde; mit dem Druck wesentlich unter 0,4 mm herabzugehen, war nicht möglich, da die Intensität und damit die Genauigkeit der photometrischen Messung sonst zu klein wurde. Wie noch bemerkt sei, hatte eine Fernhaltung von Quecksilberdampf aus der Entladung durch Kühlung keinen bemerkbaren Einfluß und es wurde deshalb bei den endgültigen Messungen darauf verzichtet.

Druck mm Hg	Stromdichte 10^{-3} Amp./cm^2	Kathodenfall Volt	Kurvennummer
0,8	5	980	I.
0,8	2	560	II.
0,4	1	950	III.

Zur Orientierung wurde die Potentialverteilung zwischen der Kathode und dem letzten im Glimmlicht photometrierten Punkt mit einer einfachen Sonde aus dünnem Platindraht und einem Seitenelektroskop bzw. einem Braunschen Elektroskop gemessen; Abweichungen bis zu 10 Proz. traten hierbei auf. Um auch die Temperaturverteilung längs der Achse des Ent-

ladungsrohres festzustellen, benutzten wir ein Thermoelement aus Kupfer-Konstantan-Drähten von 0,05 mm Dicke; die Messungen können wegen der bekannten Bedenken gegen eine Messung der Gastemperatur in einer Entladung jedoch wohl nicht mehr als einen rohen Überblick geben. Eine eingehende Untersuchung hierüber ist noch im Gang, scheint aber zu ergeben, daß diese Methode der Temperaturmessung

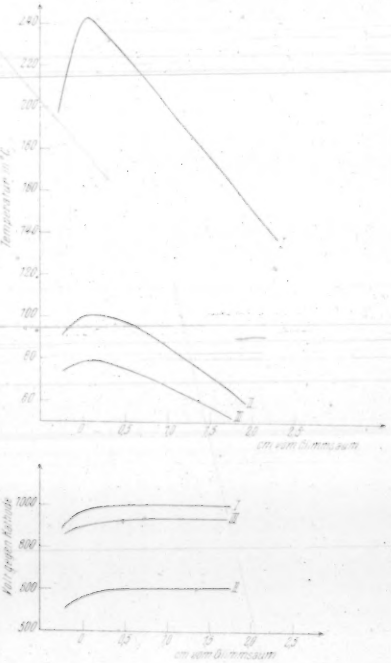


Fig. 8.

doch zuverlässiger ist, als von manchen Seiten angenommen wird.) Bemerkenswert ist aber immerhin, daß eine Anordnung, bei der das Thermoelement und das Galvanometer sorgfältig isoliert waren und das Thermoelement, zugleich als Sonde dienend, sich auf das Potential des Aufpunktes auflädt, dieselben Ergebnisse lieferte, wie ein nicht isoliertes Element. Die Potential- und Temperaturverteilung ist in Fig. 8 gezeichnet; die Abszissen sind gezählt vom Beginn des Intensitätsabfalles im Glimmlicht und koinzidieren mit den entsprechenden Abszissenwerten der Fig. 7. Daß die Temperatur im Gebiet des Glimmsaumes ein relatives Maximum besitzt, haben schon Wiedemann und Wood[1], und zwar nach verschiedenen Methoden gefunden. Man wird daraus schließen müssen, daß der Glimmsaum eine Stelle erhöhten Energieumsatzes ist, wie dies übrigens bereits aus dem Maximum der Leuchtanregung hervorgeht.

6. Diskussion der Ergebnisse.

Geht man von der Annahme aus, das Leuchten im Glimmlicht werde hervorgerufen durch die schnellen, aus dem Kathodenfallgebiet kommenden Elektronen und der Abfall der Helligkeit mit wachsender Entfernung von der Kathode rühre her von der durch Absorption bedingten Abnahme der Intensität des leuchtanregenden Elektronenstroms, so sollte man zunächst qualitativ in der Tat Intensitätsverteilungen der in Fig. 7 gezeichneten Art erwarten. Denn die Deutung dieser Kurven wäre dann etwa folgendermaßen möglich. Kurve III zeigt geringere Steilheit als Kurve I, da bei ungefähr demselben Kathodenfall für III der Druck niedriger ist als für I und a fortiori geringere Steilheit als Kurve II, da zudem der Kathodenfall für II kleiner ist als für III; Kurve I zeigt geringere Steilheit als Kurve II, da bei gleichem Druck der Kathodenfall für II kleiner ist als für I. Wieweit diese Deutung richtig ist, kann erst die quantitative Diskussion ergeben. Für diese geeignet sind nun zunächst nur die Kurven II und III, da nur diese unter Bedingungen aufgenommen sind, unter denen die Temperatur in der Entladungsröhre hinreichend räumlich konstant ist. Die Gasdichte längs der Entladung ändert sich, wie aus den zugehörigen Temperaturkurven folgt, im Glimmsaum und in größter Entfernung von der Kathode für III nur im Verhältnis 1 : 1,08, für II nur im Verhältnis 1 : 1,09 und für die extremen Punkte von II (Glimmsaum) und III (größte Entfernung von der Kathode) auch nur im Verhältnis 1 : 1,15 und kann deshalb in erster recht guter Näherung als konstant angesehen werden. Wichtiger ist für die Bewertung jedoch, daß hier auch die Dichte innerhalb eines jeden Querschnittes als einigermaßen konstant angesehen werden kann, da man stets nur mittlere Intensitäten in jedem Querschnitte mißt. Da bei größeren Temperaturunterschieden in einem Querschnitt, wie sie bei höheren Achsentemperaturen wegen des Temperaturabfalles zur luftgekühlten Rohrwand notwendigerweise vorhanden sein müssen, auch die elektrischen Verhält-

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. **20**, 775, 1883; R. W. Wood, ebd. **59**, 250, 1896.

nisse in der Entladung ganz unübersichtlich werden und auch nicht zu übersehen ist, wie man dann die räumliche Verteilung der Gasdichte in den weiteren Schlüssen berücksichtigen sollte, wird man sich deshalb auf die Kurven II und III beschränken. (Die Unbrauchbarkeit der Kurve I zu weiteren Schlüssen zeigt sich übrigens auch, wenn man die Intensitätskurven auf den Längenmaßstab der freien Elektronenweglängen reduziert mit Hilfe der bekannten Temperaturverteilungen längs der Entladung. Man findet dann nämlich, daß die reduzierte Kurve I erheblich unter der reduzierten Kurve III liegt, ein Zeichen dafür, daß die Achsentemperaturen unter den Bedingungen I nicht maßgebend für die Dichtereduktion ist, sondern daß die mittlere Querschnittstemperatur wesentlich tiefer liegt.) Vergleicht man den Abfall der Helligkeit mit dem Abfall der Kathodenstrahlintensität, wie er sich aus den Messungen von Lenard und Robinson[1]) ergibt (für III $V = 930$ Volt, $T = 340°$, $p = 0{,}4$ mm; für II $V = 560$ Volt, $T = 360°$, $p = 0{,}8$ mm), so erhält man die in Fig. 7 punktiert eingezeichneten Kurven II′ und III′. Beide zeigen das typische Verhalten, daß sie zuerst langsamer, dann schneller abklingen als die beobachteten Intensitätskurven. Für andere Werte der Elektronengeschwindigkeit (z. B. 650 und 1000 Volt) und auch für andere Mitteltemperaturen (die z. B. um 30 Proz. höher oder tiefer liegen) als die benutzten, ändert sich an diesem Ergebnis prinzipiell nichts, sondern es verschieben sich nur die Schnittpunkte der beobachteten und der berechneten Kurven. Auch die früher photographisch ermittelten Intensitätskurven für die Balmerlinien zeigen, wie die Nachrechnung ergeben hat, denselben typischen Verlauf.

Ohne Schwierigkeiten zu erklären ist das Ergebnis, daß der Intensitätsabfall im Anfang des Glimmlichts steiler ist als aus den Absorptionsmessungen von Kathodenstrahlen sich ergibt; denn wir haben es im Glimmlicht mit einer Mischung schneller primärer und langsamer sekundärer Elektronen zu tun. Viel interessanter ist hingegen die Feststellung, daß in den von der Kathode entfernteren Glimmlichtteilen der Intensitätsabfall langsamer erfolgt als selbst den schnellsten Elektronen mit einer dem Kathodenfall entsprechenden Geschwindigkeit entsprechen würde. Zu einem ähnlichen Ergebnis ist auch Holm l. c. gekommen, der bereits auf die ernstlichen, für die Theorie des Glimmlichts hieraus sich ergebenden Schwierigkeiten aufmerksam gemacht hat. Zur Erklärung könnte man hier zunächst daran denken, daß die primären aus der Kathode und ihrer nächsten Umgebung stammenden Elektronen hinter dem Glimmsaum sich nicht in einem feldfreien Raume mit konstanter Geschwindigkeit bewegen, sondern daß im Glimmlicht noch ein beschleunigendes Feld liegt. Wie aber schon eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, käme man hierbei auf Feldstärken, die nicht nur weit oberhalb der mit Sonden beobachteten (Fig. 8) liegen, sondern zu Potentialdifferenzen zwischen den Beobachtungspunkten im Glimmlicht und der Kathode führen, die größer sind als die überhaupt an der Entladungsröhre liegenden Spannungen. So findet man aus den Endneigungen der Intensitätskurven II bzw. III der Fig. 7 zu den Elektronengeschwindigkeiten als Potentialwerte, die (unter Vernachlässigung der Energieverluste auf dem Wege von der Kathode bis zum Beobachtungspunkt!) den durch diese Neigungen gegebenen Absorptionskoeffizienten entsprechen, die Werte von etwa 1200 bzw. 2700 Volt, während die Sondenmessungen nur 600 bzw. 900 Volt Spannungsdifferenz gegen die Kathode ergeben und die gesamten Entladungsspannungen nur 900 bzw. 1100 Volt waren.

Eine zweite Möglichkeit zur Erklärung ist zunächst formal gegeben durch die Annahme, daß die beobachtete Intensität im Glimmlicht sich zusammensetzt aus einer Intensität P, die von Primärelektronen mit Kathodenfallgeschwindigkeit herrührt, und aus einer Intensität S, die (langsameren) Sekundärelektronen zuzuschreiben ist. Es ist also die beobachtete Intensität $B = P + S$ und da $P = P_0 e^{-\alpha x}$ und α bekannt ist, ist der Verlauf von $S = B - P_0 e^{-\alpha x}$ zu berechnen. Für die beobachtete Kurve III ist für die Werte $P_0 = 0{,}25 \cdot B_0$ (P_1), $0{,}50 \cdot B_0$ (P_2) und $0{,}75 \cdot B_0$ (P_3) der Verlauf zur Veranschaulichung in Fig. 9 gezeichnet. Wie dies qualitativ selbstverständlich ist, müßten die S-Kurven flacher auslaufen als die B-Kurve und für großes P_0 sogar ansteigen. Ob auf diesem Weg eine befriedigende Erklärung erreichbar ist, ist ohne die quantitative Kenntnis der Anregungsfunktionen und der Ionisierungsausbeuten nicht zu entscheiden, kann aber von vorneherein nicht verneint werden. Schon die Mannigfaltigkeit der Intensitätskurven, wie sie für die verschiedenen Linien photographisch sich ergeben hat, zeigt an, daß die Verhältnisse jedenfalls recht verwickelt liegen. Eine dritte Möglichkeit der Erklärung ist ferner gegeben im Anschluß an eine kürzlich von J. J. Thomson[1]) vorgeschlagene Theorie, nach welcher die Ioni-

1) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 714, 1903; J. Robinson, Ann. d. Phys. **31**, 769, 1910.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **48**, 1, 1924.

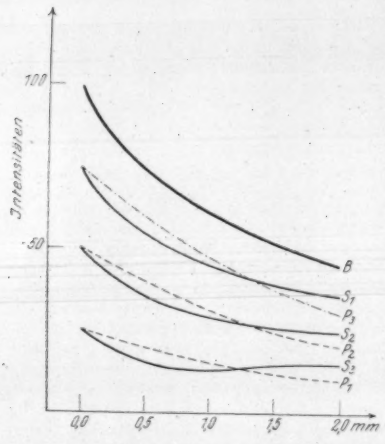


Fig. 9.

sation in der Glimmentladung in der Hauptsache durch eine kurzwellige Wellenstrahlung bewirkt werden soll. Wenn auch durch eine derartige Hypothese natürlich jeder zu flache Intensitätsverlauf erklärt werden könnte, so fehlen vorläufig doch noch jede Möglichkeit zu einer Nachprüfung und wirklich zwingende Gründe, die zu einer Annahme dieser Theorie nötigen. Nun gibt es aber noch eine andere Möglichkeit. Wir nehmen an, daß die primären Elektronen im Glimmlicht das Gas ionisieren und zum Leuchten anregen und daß nun ein Teil der gebildeten positiven und negativen Ladungsträger in den nur von sehr schwachen Feldern erfüllten Raumteilen nach allen Seiten diffundieren und bei ihrer Wiedervereinigung zur Lichtemission beitragen. Der Diffusion schreiben wir also eine wesentliche Rolle im optischen Aufbau des Glimmlichts zu und denken uns seine Konstitution folgendermaßen: durchgehende, im Mittel nahezu gradlinig fliegende, schnelle Primärelektronen sowie langsamere, in gebrochenen Bahnen fliegende Sekundärelektronen und darüber gelagert eine Wolke diffundierender Ladungsträger. Für die vom Glimmsaum entfernteren Glimmlichtteile allerdings (die von unseren Messungen nicht mehr erfaßt werden konnten), wird die Diffusion allein nicht mehr zur Erklärung der fraglichen Diskrepanz genügen. Die von Holm durchgeführten Messungen und von ihm beschriebenen Trägheitserscheinungen lassen hier kaum eine andere Erklärung zu als die ebenfalls von Holm vorgeschlagene, daß nämlich die bisher angegebenen Werte der Absorptionskoeffizienten zu groß sind.

7. Einige ergänzende Beobachtungen.

Wir haben noch einige orientierende Beobachtungen über die Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder auf das Glimmlicht angestellt, deren Ergebnisse uns in guter Übereinstimmung mit der eben skizzierten Diffusionstheorie zu sein scheinen. Am geeignetsten ist für diese Versuche wegen der besonders deutlichen Verschiedenheit der Farbe des Dunkelraums (rötlich violett) und des Glimmlichts (grünlich gelb) Sauerstoff, doch haben sich analoge Ergebnisse auch in Wasserstoff erreichen lassen. Da die Versuche, die zugleich wichtig sind hinsichtlich der Frage, ob Lichtemission auch bei Wiedervereinigung oder nur bei unmittelbarer Stoßerregung auftritt, noch fortgesetzt werden sollen, möge hier eine ganz kurze Beschreibung und Diskussion der bereits erzielten Ergebnisse genügen. Die Kathode bestand bei allen Versuchen aus einer lumenfüllenden Aluminiumscheibe, die senkrecht zur Achse des zylindrischen Entladungsrohres stand; die Ebene der Anode war parallel der Kathodenoberfläche. a) Als Anode diente eine dünne Aluminiumscheibe mit vielen Löchern oder ein ebenes Platinnetz; die Anode steht im Glimmlicht, Faradayscher Dunkelraum und positive Säule fehlen also. Das Glimmlicht dringt ohne Änderung der Farbe ungehindert durch die Öffnungen in die Anode. Legt man hinter der Anode zwischen dieser und einer parallelen Scheibe ein elektrisches Feld an, wobei der Gasdruck und der Abstand Anode—Gegenscheibe so gewählt sind, daß im Zwischenraum keine Entladung ansetzt (Feld kontrolliert mit Saitenelektroskop), so erhält man im Zwischenraum bereits bei Feldern von etwa 100 Volt/mm (Entladespannung Kathode—Anode etwa 1000 Volt) die typische rötlichviolette Farbe des Dunkelraums. Derartige Beobachtungen an „künstlichen Dunkelräumen" hat bereits Holm[1]) beschrieben. Da aus den von ihm mitgeteilten Figuren aber nicht mit voller Sicherheit zu entnehmen ist, ob nicht im Feld des künstlichen Dunkelraums eine Entladung angesetzt hätte, schien uns eine Wiederholung unter Vermeidung dieses Verdachtes und vor allem eine Wiederholung unmittelbar an den Glimmlichtstrahlen selbst nicht unnötig. Allerdings konnten wir reinliche Bedingungen ohne einen störenden Durchgriff von Kraftlinien nach der Kathode hin nur erhalten, wenn die Gegenscheibe negativ zur Anode war. Die Diskussion ergibt: Durch das Gegenfeld wird vor allem die Möglichkeit einer Wiedervereinigung unterbunden; nur die

1) R. Holm u. Th. Krüger, Phys. Zeitschr. **20**, 1, 1919.

schnellen primären Elektronen und die schnellsten der Sekundärelektronen können in das Gegenfeld eindringen und dort durch Stoß anregen; die gelbe Farbe des Glimmlichts stammt von Wiedervereinigungsleuchten diffuser Ladungsträger. b) Als Anode dient eine 20 mm dicke Scheibe mit axialer Durchbohrung von etwa 3 mm Weite. Hinter der Anode tritt ein zuerst scharfes, dann rasch durch seitliche Diffusion sich verbreiterndes Bündel von Kathodenstrahlen aus, deren Farbe mit der des Glimmlichts übereinstimmt. Magnetische und elektrische Ablenkung zeigen, daß das Bündel aus Elektronen von recht homogener Geschwindigkeit besteht, daß sich aber um dieses Bündel stets eine Wolke diffusen Lichtes bildet. Wir deuten dies so, daß noch schnelle Primärelektronen mit gradlinigen Bahnen im Glimmlicht vorhanden sind, daß aber insbesondere die Sekundärelektronen geringerer Geschwindigkeit bereits durch den Anodenkanal nicht mehr hindurchtreten können, da sie nicht parallel zur Rohrachse fliegen und ferner, daß im Bündel hinter der Anode erzeugte Ladungsträger das diffuse Wiedervereinigungsleuchten bewirken. Weitere Versuche wurden dann angestellt mit einer in Fig. 10 schematisch gezeichneten Röhre,

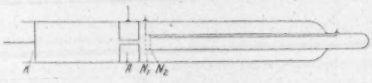


Fig. 10.

in der nun das genannte Bündel beschleunigenden und verzögernden longitudinalen Feldern ausgesetzt werden konnte. Die gezeichnete Form der Röhre wurde auf Grund eingehender Vorversuche gewählt, so daß alle störenden Nebenentladungen vermieden waren. Netz N_1 war stets mit der Anode A verbunden. Netz N_2 konnte aus einer Batterie kleiner Akkumulatoren bis zu + 300 Volt gegen N_1 geladen werden. Die Spannung zwischen N_1 und N_2 wurde mit einem Saitenelektroskop kontrolliert. Das in b) genannte Bündel trat durch N_1 und N_2 und erfüllte bereits kurz hinter N_2 die ganze Innenröhre mit Licht von der Farbe des Glimmlichts. c) Wird N_2 negativ gegen N_1 aufgeladen, so zeigt sich bis zu einer Gegenspannung von 300 Volt keinerlei Beeinflussung der Lichterscheinung hinter N_2. Wird N_2 positiv geladen, so beobachtet man nahe hinter N_2 eine deutliche Aufhellung, in größerer Entfernung keinerlei Änderung. Das Verhalten für N_2 positiv ist leicht zu deuten durch das Eindringen der vom Bündel zwischen N_1 und N_2 erzeugten und gegen N_2 hin beschleunigten langsamen Elektronenstrahlen in den Raum hinter N_2. Das Verhalten für N_2 negativ scheint uns den Schluß von b) zu bestätigen, daß dem Bündel langsamere Elektronen, die durch ein Gegenfeld von 300 Volt bereits merklich beeinflußt werden könnten, jedenfalls nicht in merklicher Menge beigemischt sind. Zugleich ergibt sich nun besonders deutlich, daß die Erregung des gelben Anteils der Glimmlichtemission zu verstehen ist, wenn man sie einem Wiedervereinigungsleuchten der von den Primärelektronen erzeugten und von ihrem Entstehungsort fortdiffundierenden Ladungsträger zuschreibt. Denn wenn man nun hinter N_2 das Bündel magnetisch ablenkt, bleibt das Innenrohr fast unverändert und unabhängig von zwischen N_1 und N_2 angelegten Feldern von gelbem Leuchten erfüllt. d) Zwischen N_1 und N_2 ist, und zwar mit einer bei steigender Feldstärke nur wenig zunehmender Deutlichkeit, die Farbe der Lichtemission von dem Gelb des Glimmlichts verschoben nach dem Rötlich-Violett des Dunkelraums. Wir deuten dies in Übereinstimmung mit dem Vorhergehenden und in Verbindung mit a) dadurch, daß zwar das Feld zwischen den Netzen die Wiedervereinigung in steigendem Maße verhindert, daß nun aber von beiden Seiten her je eine der Trägerarten in den Zwischenraum hineindiffundieren kann. Wenn alle diese Beobachtungen auch noch der weiteren Verfeinerung bedürfen, so sehen wir doch jedenfalls in ihnen keinerlei Widerspruch mit unserer Annahme, die der Diffusion und für gewisse Teile des Spektrums der Leuchterregung durch Wiedervereinigung eine wichtige Rolle zuschreibt und unter Berücksichtigung der in Abschn. 1—6 beschriebenen photometrischen Versuchsergebnisse vorläufig auch kaum eine andere oder bessere Möglichkeit einer Deutung.

Zum Schluß möchten wir auch hier der Notgemeinschaft, der Helmholtz-Gesellschaft, dem Elektrophysik-Ausschuß und nicht zuletzt der Optischen Anstalt C. P. Goerz für reichliche Unterstützung bestens danken.

Greifswald, Mitte Mai 1925.

(Eingegangen 14. Mai 1925.)

Über temperaturabhängige Parameter in der Statistik und die Debyesche Elektrolyttheorie.

Von Philipp Groß und Otto Halpern.

Wenn wir in der Statistik die potentielle Energie eines Systems A von Parametern abhängig sein lassen, so bedeutet dies, daß sie von Koordinaten eines anderen Systems B abhängt, das wir einer statistischen Betrachtung nicht mitunterziehen. In der Mehrzahl der Probleme

sind diese Parameter von der Temperatur unabhängig. Wir wollen nun im Folgenden den Fall der Temperaturabhängigkeit der Parameter untersuchen. Zur Illustration verweisen wir auf das später ausführlich behandelte Beispiel einer Ionenlösung, deren potentielle Energie von der temperaturabhängigen Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels abhängig ist. Solange wir uns, wie in den bisher behandelten statistischen Problemen nur für das System A interessieren, ist der Parameter eine vorgegebene Konstante. Zwischen mittlerer Energie und freier Energie von A gilt die bekannte Beziehung

$$F_A = U_A + T\frac{\partial F_A}{\partial T};$$

bei der Differentiation nach T ist hier der temperaturabhängige Parameter konstant zu halten: Denken wir uns nämlich die Häufigkeit der verschiedenen Zustände von A durch eine kanonische Verteilungsfunktion gegeben

$$W dq_1 \ldots dp_n = e^{\frac{\psi-\varepsilon}{kT}} dq_1 \ldots dp_n,$$
$$\left(\int_{\text{Phasen}}^{\text{alle}} \int W dq_1 \ldots dp_n = 1\right),$$

so gilt nach bekannten Sätzen

$$\psi = -kT \log \int_{\text{Phasen}}^{\text{alle}} \int e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} dq_1 \ldots dp_n,$$
$$\psi = \bar{\varepsilon} + T\left(\frac{\partial \psi}{\partial T}\right)_x;$$
$$\bar{\varepsilon} = \int_{\text{Phasen}}^{\text{alle}} \int \varepsilon e^{\frac{\psi-\varepsilon}{kT}} dq_1 \ldots dp_n,$$
$$\psi = F_A.$$

Anders liegt der Sachverhalt, wenn wir nach der mittleren Energie des Gesamtsystems fragen. Diese können wir nicht mehr durch ein rein statistisches Verfahren bestimmen, da uns die Wechselwirkung zwischen A und B nur durch die makroskopische Angabe eines temperaturabhängigen Parameters gegeben ist, wir also die mikroskopischen Koordinaten von B im allgemeinen nicht kennen. Zur Lösung dieser Frage betrachten wir eine spezielle Konfiguration von A, der eine bestimmte potentielle Energie E_1, abhängig von dem Parameter x, zugeordnet sei, und denken uns diese Konfiguration gegen die Wirkung der Wärmebewegung für den Augenblick festgehalten. Wir haben es dann mit einem statischen System zu tun, dessen potentieller Energie E_1 des Systems A eine Wärmetönung[1]) im System B von der Größe:

$$U_B = -T\frac{\partial E_1}{\partial x}\frac{dx}{dT}$$

entspricht. Dieser Ausdruck läßt sich leicht aus der Thermodynamik ableiten und ist im wesentlichen nichts anderes als die Helmholtzsche Differentialgleichung. Wir betrachten nun sehr viele Konfigurationen, jede mit der potentiellen Energie E_i, mitteln über sie und gewinnen so Ausdrücke für die in den beiden Teilsystemen enthaltenen mittleren Energien:

$$U_A = U_A(T, x), \quad \bar{U}_B = -T\frac{dx}{dT}\overline{\frac{\partial E_i}{\partial x}}.$$

Praktisch werden diese Mittelwerte durch einen geeigneten theoretischen Prozeß (Boltzmannsches Theorem) abgeleitet. Die Energien beider Teilsysteme hängen sowohl explizit als auch implizit vermöge des Parameters von der Temperatur ab.

Zur Gewinnung der freien Energien müssen wir nun die bekannten Differentialgleichungen der Thermodynamik heranziehen. Dabei ist genau zu beachten: Handelt es sich lediglich um die freie Energie des Teilsystems A, so ist bei der Integration, wie oben dargelegt, der temperaturabhängige Parameter konstant zu halten. Wollen wir jedoch die freie Energie des Gesamtsystems ableiten, so müssen wir natürlich den temperaturabhängigen Parameter mit integrieren. Wir erhalten auf diese Weise die beiden folgenden Ausdrücke:

$$F_A = U_A + T\left(\frac{\partial F_A}{\partial T}\right)_x,$$

$$F_{A+B} = U_{A+B} + T\left(\frac{\partial F_{A+B}}{\partial T}\right)_x + T\frac{\partial F_{A+B}}{\partial x}\frac{dx}{dT}.$$

Nun gilt bekanntlich:

$$\overline{\frac{\partial F_i}{\partial x}} = \frac{\partial F_A}{\partial x},$$

also:

$$F_A = U_{A+B} + T\left(\frac{\partial F_A}{\partial T}\right)_x + T\frac{dx}{dT}\frac{\partial F_A}{\partial x}.$$

Man sieht aus ihnen, daß die freie Energie des Teilsystems A gleich der freien Energie des Gesamtsystems ist[1]). Dies war zu erwarten, da die Wechselwirkung nur zu Wärmetönungen im Systeme B Veranlassung gibt. Dagegen unterscheiden sich die Energien um den für alle solche Fälle charakteristischen Ausdruck:

$$-T\frac{dx}{dT}\frac{\partial F_A}{\partial x}.$$

Wir wenden nun die erhaltenen Resultate auf die Theorie der starken Elektrolyte an.

1) Für Ableitung und Anwendung dieser Gleichung siehe z. B. Lewis and Randall, Thermodynamics, S. 245 und Marx, Handbuch der Radiologie, Bd. 6, Art. Debye, S. 750ff.

1) Die Integrationskonstante läßt sich leicht zu Null bestimmen.

Diese ist bekanntlich dadurch charakterisiert, daß sie durch eine gemischt thermodynamisch-statistische Betrachtungsweise zu dem Ansatz für das thermodynamische Potential idealer verdünnter Lösungen noch jenen Beitrag hinzufügt, der durch die elektrischen Kräfte der Ionen aufeinander verursacht wird. Bei der Berechnung dieses Beitrages ist der Vorgang in der Arbeit von Milner[1]), sowie in der ersten Publikation von Debye und Hückel[2]) der folgende: Zuerst wird mit Hilfe des Boltzmannschen Theorems die mittlere potentielle Energie der Ionen aufeinander ausgerechnet. Diese erweist sich als Funktion der Temperatur und der Dielektrizitätskonstante. Hierauf wird durch Anwendung der Helmholtzschen Gleichung aus dieser mittleren elektrischen Energie die freie elektrische Energie unter Konstanthaltung der Dielektrizitätskonstante abgeleitet. Zur Begründung dieses Konstanthaltens führt Milner an, daß offenbar die Dielektrizitätskonstante temperaturunabhängig gesetzt werden müsse, da anderenfalls die elektrische Energie der Ionen aufeinander von deren mittlerer kinetischer Energie abhängen würde, was unrichtig ist. Die Irrigkeit dieser Argumentation hat Cavanagh[3]) mit der Bemerkung nachgewiesen, daß die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante durch das mittlere Verhalten der umgebenden Wassermoleküle und nicht durch die Geschwindigkeit der Ionen bedingt ist. Nach Cavanagh ist die Dielektrizitätskonstante mit zu integrieren. Debye hält die Dielektrizitätskonstante bei der Integration konstant und stützt seinen Rechenvorgang in einer späteren Abhandlung[4]) durch eine modifizierte Ableitung, die zu demselben Wert für die freie Energie führt. Debye denkt sich die Ionen ursprünglich ungeladen und bestimmt den Zusatz zur freien Energie einer idealen verdünnten Lösung als jene Arbeit, die bei reversibler Aufladung der Ionen bis zu ihrer End-Ladung ε_0 geleistet werden muß. Für diese Arbeit setzt er an:

$$A = \int_0^{\varepsilon_0} \psi(\varepsilon)\, d\varepsilon,$$

worin $\psi(\varepsilon)$ das vom momentanen Ladungswert abhängige mittlere Ionenpotential bedeutet. Das Ergebnis ist dasselbe wie bei der früheren Methode unter Konstanthaltung der Dielektrizitätskonstante.

Unsere Stellungnahme zu den hier gegebenen Ableitungen ist durch die einleitenden statistischen Bemerkungen vorgezeichnet: Bei der Gewinnung der freien Energie muß man entweder den Ausdruck für die Energie der Ionen integrieren und dabei die Dielektrizitätskonstante konstant halten, oder aber den Ausdruck für die elektrische Gesamtenergie einsetzen, dann jedoch die Dielektrizitätskonstante als Funktion der Temperatur betrachten. Beide Rechenmethoden führen, wie oben dargelegt, zu demselben Ergebnis. Dadurch erklärt es sich auch, daß der Debyesche Ausdruck für die freie Energie mit der Erfahrung so ausgezeichnet übereinstimmt. Anders steht es jedoch mit der theoretischen Berechnung von Verdünnungswärmen. Für diese ist nicht die elektrische Energie der Ionen (des Teilsystems), sondern der Lösung (des Gesamtsystems) maßgebend, in welchem Punkte unserer Meinung nach an dem Debye-Hückelschen Ausdruck eine Korrektur anzubringen ist. Vor der Diskussion dieses praktisch nicht unwichtigen Unterschiedes soll noch kurz auf die zweite Debyesche Ableitung eingegangen werden. Wir vermögen sie nicht als völlig befriedigend anzusehen, da sie es erstens unerklärt ließ, warum zwischen elektrischer Energie und freier Energie der Lösung[1]) nicht mehr die Helmholtzsche Gleichung gelten sollte und da wir zweitens den Debyeschen reversiblen Prozeß für prinzipiell undurchführbar halten. Dies liegt an Folgendem: Eine reversible Aufladung ist nur möglich, wenn die irreversible Joulesche Wärme beliebig klein gemacht werden kann, d. h. wenn das Elektrizitätsreservoir sich auf einem Potential befindet, das sich beliebig wenig von dem der Ionen unterscheidet. Diese Forderung ist jedoch bei einer Aufladung auf das mittlere Ionenpotential unerfüllbar, da die Potentialdifferenz zwischen Elektrizitätsreservoir und Ionen zufolge dieser Wärmebewegung in jedem Augenblicke bedeutende Schwankungen erfährt. Den Grund für die Übereinstimmung der beiden Debyeschen Ausdrücke für die freie elektrische Energie sehen wir in Folgendem: Nach einer von Debye und Hückel angegebenen Dimensionsgleichung[2]) muß das mittlere Potential die Gestalt[3]):

$$\psi = \frac{2U_e}{\varepsilon} = 2\varepsilon f\left(\frac{\varepsilon^2}{kT}\right)$$

haben. Man zeigt nun leicht die Äquivalenz der folgenden Ausdrücke:

$$\int \psi\, d\varepsilon = 2\int \varepsilon f\left(\frac{\varepsilon^2}{kT}\right) d\varepsilon = kT \int f(x)\, dx = F,$$

1) Phil. Mag. **25**, 743, 1913.
2) Physik. Zeitschr. **24**, 185, 1923.
3) Phil. Mag. **43**, 625, 1922.
4) Physik. Zeitschr. **25**, 97, 1924.

1) Es ist wohl zu beachten: Verwendet man zu thermodynamischen Rechnungen die freie Energie der Lösung, so muß die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante berücksichtigt werden.
2) Physik. Zeitschr. **24**, 189, 1923.
3) Bezeichnungen wie bei Debye und Hückel, l. c.

$$F = -T\int \frac{U_i}{T^2}\,dT = -T\,\varepsilon^2 \int \frac{f\left(\frac{\varepsilon^2}{kT}\right)}{T^2}\,dT =$$
$$= kT\int f(x)\,dx;\quad \left[x = \frac{\varepsilon^2}{kT}\right].$$

Wie oben dargelegt, unterscheidet sich die hier gegebene Ableitung von der Debye-Hückelschen lediglich in dem Ausdruck für die elektrische Energie der Lösung, aus der sich die Verdünnungswärme herleitet. Debye und Hückel setzten für die elektrische Energie der Lösung die elektrische Energie der Ionen, die sich für binäre Elektrolyte auf:

$$U_1 = -\frac{\varepsilon^2 \varkappa N_i}{D\,(1+\varkappa a)}$$

beläuft. Bei Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante erhält man:

$$U_2 = -\frac{N_i \varepsilon^2 \varkappa}{D\,(1+\varkappa a)}\left(1 + T\frac{d\log D}{dT}\right).$$

Setzen wir, wie es sich bei den bisherigen Anwendungen der Debyeschen Theorie bewährt hat, die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante der Lösung gleich der des Lösungsmittels, so erhält man für Wasser:

$$U_2 = -0{,}26\,U_1.$$

Aus U_2 berechnet sich die Verdünnungswärme bei Zusatz von einem Mol Lösungsmittel zu einer sehr großen Menge Lösung zu:

$$A = -\frac{\partial U_2}{\partial N_0}$$

(abgegebene Wärme, d. h. Erwärmung beim Verdünnen positiv gezählt). Man erkennt daraus, daß auch bei sehr kleinen Konzentrationen die Verdünnungswärme für sich kein Maß der Arbeit darstellt, die infolge der Änderung des mittleren Ionenabstandes geleistet wird.

Zum Vergleich mit dem Experiment seien nur einige wenige neuere Messungen von Wüst und Lange[1]) und von Steam, Smith und Schneider[2]) angeführt. Diese stimmen untereinander nicht überein, wir beschränken die Diskussion im wesentlichen auf die neuesten Messungen von Wüst und Lange, die punktweise mit Messungen von Richards und Rowe[3]) übereinstimmen[4]). Wir haben einen ausführlichen Vergleich zwischen Theorie und Experiment vorgenommen und dabei die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante in weiten Grenzen variiert[1]). Dabei zeigte sich, daß Übereinstimmung unter keiner Annahme zu erzielen war: wenn wir für die Dielektrizitätskonstante der Lösung die des reinen Wassers setzten, so stimmte nicht einmal das Vorzeichen überein. Setzten wir die Dielektrizitätskonstante temperaturunabhängig, so stimmte zwar das Vorzeichen, der Fehler zwischen Theorie und Messung war jedoch immer von der Größenordnung 100 Proz. Angesichts dieses Mißerfolges verzichten wir auf eine Wiedergabe der Rechnungen im einzelnen.

Da es sich bei den Versuchen durchweg um Lösungen relativ hoher Konzentration (0,2—1,5 n) handelt, bietet sich eine Möglichkeit zur Hebung der Diskrepanzen in der Anwendung der neuen Hückelschen[2]) Theorie. Diese besteht darin, daß die Dielektrizitätskonstante der Lösung von der Ionenkonzentration abhängig gesetzt wird. Eine eingehende Durchrechnung, auf deren detaillierte Wiedergabe wir gleichfalls verzichten, lieferte keinen nennenswerten Effekt.

Einen wesentlichen Beitrag zur Verdünnungswärme könnte eine etwaige Temperaturabhängigkeit des Ionenradius liefern. Der Ionenradius ist eine ohne tiefere theoretische Begründung eingeführte Korrekturgröße, welche den individuellen Eigenschaften der Ionen Rechnung tragen soll; es scheint außer Zweifel, daß er Funktion sowohl des Gelösten, als auch des Lösungsmittels ist, und wahrscheinlich mit der Hydratation der Ionen im Zusammenhang steht. Temperaturabhängigkeit des Ionenradius würde, wie oben für jeden Parameter dargelegt, einen Beitrag zur Energie liefern:

$$\delta U = T\,\frac{\partial F}{\partial a}\,\frac{da}{dT}.$$

Wir haben uns durch nähere Rechnung davon überzeugt, daß eine geringfügige Temperaturabhängigkeit:

$$\left(\frac{d\log a}{dT} = 0{,}5\cdot 10^{-3}\right)$$

angenäherte Übereinstimmung liefert.

Daß man im Falle der Verdünnungswärme nur durch Einführung einer, wenn auch prinzipiell sicher gerechtfertigten neuen Konstanten Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung erzielen kann, darf nicht als Ein-

1) Zeitschr. f. Elektrochemie **30**, 523, 1924. Für die Übermittlung der Zahlenwerte sind wir Herrn Prof. Herzfeld und den Autoren zu großem Dank verpflichtet.
2) Journ. Am. Chem. Soc. **42**, 18 u. 32, 1920.
3) Journ. Am. Chem. Soc. **43**, 770, 1921.
4) Verwendung der anderen Zahlenwerte würde die unten geschilderte Diskrepanz nur vergrößern.

1) Über Dielektrizitätskonstanten von Lösungen liegen nur widersprechende Angaben vor; vgl. die Literatur der unten zitierten Arbeit von Hückel. Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Lösungen sind uns überhaupt keine Angaben bekannt, so daß das im Text erwähnte probeweise Vorgehen von vornherein durchaus möglich erscheint.
2) Physik. Zeitschr. **26**, 93, 1925.

wand gegen die Debyesche Theorie der starken Elektrolyte angesehen werden. Die Debyesche Theorie beansprucht ihrer ganzen Anlage nach nur für jene Gebiete[1]) Geltung, in denen individuelle Größen wie Ionenradius lediglich als Korrekturglieder zu werten sind. Daß dies für die Mehrzahl der Erscheinungen an nicht zu konzentrierten Elektrolytlösungen der Fall ist, haben eine Reihe von Untersuchungen gezeigt. Einen Hinweis darauf, daß es sich bei den Verdünnungswärmen um individuelle Ioneneigenschaften handelt, entnehmen wir den zitierten Experimenten von Steam, Smith und Schneider, in denen die Verdünnungswärmen von $BaCl_2$ und $SrCl_2$ zwar von gleicher Größenordnung, aber entgegengesetztem Vorzeichen sind.

1) Eine genauere Berechnung des Potentials durch Weiterführung der Reihenentwicklung in der grundlegenden Differentialgleichung (Debye, Hückel, l. c. Gl. (10)) liefert zur elektrischen Energie der Ionen keinen irgendwie merklichen Beitrag. Die Berechnung der freien Energie würde zu praktisch kaum verwendbaren Formeln führen und die unsicheren Elemente (Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante und des Ionenradius) gleichfalls in sich enthalten.

Wien, I. chem. Labor. u. Inst. f. theor. Physik d. Universität.

(Eingegangen 7. Mai 1925.)

Eine Verallgemeinerung der Townsendschen Theorie des Funkenpotentials.

Von W. Dällenbach.

1. Die Townsendsche Theorie ist nur anwendbar für Werte des Produktes ps (Gasdruck mal Schlagweite), die einige Male größer sind als der zum Minimum-Funkenpotential gehörende Wert $(ps)_{min}$. Die für diese Theorie charakteristischen Ionisierungzahlen α und β verlieren nämlich ihren Sinn, sobald die mittlere freie Weglänge vergleichbar wird mit der Schlagweite, oder bei inhomogenen Feldern, sobald sie vergleichbar wird mit Abständen, über welche die Feldstärke sich bereits merklich ändert. Es ist möglich, die Ionisierungszahlen α und β in einfacher Weise zu verallgemeinern, so daß sie auch anwendbar werden auf die bisher einer theoretischen Betrachtung unzugänglichen Fälle $ps \lesssim (ps)_{min}$.

Die negative x-Achse bezeichne die Richtung eines homogenen elektrischen Feldes (Fig. 1). An der Stelle ξ sollen Elektronen mit vernachlässigbar kleiner Geschwindigkeit aus einem Glühdraht austreten. Sie bilden unter der Einwirkung des Feldes einen nach $x > \xi$ hinfließenden Strom der Stärke N_0. Wieviel neue Ionenpaare erzeugen diese aus dem Draht stammenden Elektronen N_0 über die Schicht dx an der Stelle x, bzw. welches ist die Stromstärke längs der x-Achse, welche die über dx erzeugten Ionenpaare zur Folge haben? Offenbar $N_0 \alpha(x, \xi)\, dx$. Die Funktion $\alpha(x, \xi)$ wird in unedlen Gasen bei

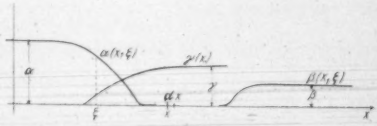


Fig. 1.

festgehaltenem x und dargestellt durch die Ordinate bei ξ qualitativ verlaufen, wie Fig. 1 zeigt. Solange die Spannung über $x - \xi$ die Ionisationsspannung nicht erreicht, also für kleine Werte von $x - \xi$, ist $\alpha(x, \xi)$ null und nähert sich dann mit wachsendem $x - \xi$ asymptotisch dem Townsendschen α. Eine analoge Funktion $\beta(x, \xi)$ (siehe Fig. 1) läßt sich für die positiven Ionen des Gases und Werte $\xi > x$ definieren. $\alpha(x, \xi)$ und $\beta(x, \xi)$ werden sich wohl ändern, behalten aber ihren Sinn auch dann, wenn die Feldstärke — nach wie vor parallel der x-Achse — mit x variiert. Der Fall tritt z. B. an der ebenen Kathode einer Glimmentladung ein, wo die Raumladungen eine senkrecht zur Plattenoberfläche mit x veränderliche Feldstärke zur Folge haben. Endlich führen wir noch die Funktion $\gamma(x)$ ein. $\gamma(x) P$ sei nämlich der aus der Kathodenplatte — sie befinde sich an der Stelle $x = 0$ — austretende Elektronenstrom, ausgelöst durch einen Strom P positiver Ionen, die von der Stelle x mit vernachlässigbar kleiner Anfangsgeschwindigkeit ausgehen und im Felde nach der Kathode fallen. $\alpha(x, \xi)$ und $\beta(x, \xi)$ hängen allein ab von Gasart, Gaszustand und Feldverteilung. Auf $\gamma(x)$ ist außer diesen natürlich noch das Kathodenmaterial von Einfluß.

2. Um nun eine verallgemeinerte Townsendsche Entladebedingung herzuleiten, betrachten wir die Gasstrecke (Fig. 2). Eine ultraviolette Strahlung löse aus der Kathodenplatte K einen Elektronenstrom der Dichte N_0 aus. Bei höheren Spannungen zwischen K und der im Abstande s befindlichen Anode A tritt auf dem Wege von $x = 0$ bis $x = s$ Ionisation ein. Die resultierende Elektronenstromdichte $N(x)$ im Querschnitt x wird dann mit x wachsen, wie Fig. 2 zeigt. $N(0)$ ist größer als N_0, weil noch der durch die positiven Ionen an der Kathode freigemachte Elektronenstrom dazu kommt. $N(s)$ ist gleich der Gesamtstromdichte J durch die Gasstrecke und $J - N(x) = P(x)$ be-

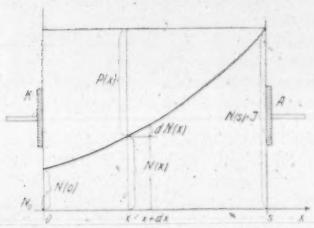


Fig. 2.

deutet die gegen die Kathode zu anwachsende Strömung der positiven Ionen an der Stelle x. Der Stromzuwachs $-dP(x) = dN(x) = N'(x)\,dx$ an der Stelle x rührt her von den über dx neugebildeten Ionenpaaren, vorausgesetzt, daß Verluste an Teilchen durch Diffusion und Rekombination keine Rolle spielen, was wir annehmen wollen. An der Erzeugung dieser über dx neugebildeten Ionenpaare sind beteiligt:

1. Elektronen, die aus der Kathode stammen;
2. Elektronen, die zwischen o und x aus Gasmolekülen befreit werden;
3. positive Ionen, die zwischen x und s aus Gasmolekülen entstehen.

Wenn wir nun die für das Folgende wesentlichen, aber nicht streng zutreffenden Annahmen machen, daß die Primärelektronen $N(o)$ die Kathode mit vernachlässigbar kleiner Geschwindigkeit verlassen und daß Elektronen und positive Ionen im Momente ihrer Entstehung aus Gasmolekülen ebenfalls vernachlässigbar kleine Geschwindigkeiten haben, so resultiert für den Stromzuwachs über dx der entprechend den obigen drei Punkten aus drei Gliedern bestehende Ausdruck

$$-dP(x) = dN(x) = N'(x)\,dx = dx\,\{N_0 + \int_0^s \gamma(\xi)\,N'(\xi)\,d\xi\}\,\alpha(x,o) + dx\int_0^x \alpha(x,\xi)\,N'(\xi)\,d\xi + dx\int_x^s \beta(x,\xi)\,N'(\xi)\,d\xi.$$

Das ist für die unbekannte Funktion $N'(x)$ eine Fredholmsche Integralgleichung[1]

$$N'(x) = N_0\,\alpha(x,o) + \int_0^s K(x,\xi)\,N'(\xi)\,d\xi$$

mit dem Kern

$$K(x,\xi) = \begin{cases} \alpha(x,o)\,\gamma(\xi) + \alpha(x,\xi) & \xi < x \\ \alpha(x,o)\,\gamma(\xi) & \text{für } \xi = x \\ \alpha(x,o)\,\gamma(\xi) + \beta(x,\xi) & \xi > x. \end{cases}$$

Die Gleichung hat bekanntlich solange eine Lösung $N'(x)$ wie die Diskriminante

$$D = 1 - \int_0^s K\begin{Bmatrix} x_1 \\ x_1 \end{Bmatrix} dx_1 + \tfrac{1}{2}\int_0^s\int_0^s K\begin{Bmatrix} x_1 x_2 \\ x_1 x_2 \end{Bmatrix} dx_1 dx_2 + \ldots + \frac{(-1)^n}{n!}\int_0^s \ldots \int_0^s K\begin{Bmatrix} x_1 x_2 \ldots x_n \\ x_1 x_2 \ldots x_n \end{Bmatrix} dx_1 dx_2 \ldots dx_n + \ldots$$

von Null verschieden ist. Darin bedeuten die Integranden die folgenden Determinanten der Kernfunktion

$$K\begin{Bmatrix} x_1 x_2 \ldots x_n \\ \xi_1 \xi_2 \ldots \xi_n \end{Bmatrix} = \begin{vmatrix} K(x_1,\xi_1) & K(x_1,\xi_2) \ldots K(x_1,\xi_n) \\ \ldots & \ldots \ldots \ldots \\ K(x_n,\xi_1) & K(x_n,\xi_2) \ldots K(x_n,\xi_n) \end{vmatrix}.$$

Für $D = o$ existiert keine Lösung, indem sowohl $N'(x)$, wie $N(x)$, wie der Gesamtstrom J über alle Grenzen wachsen. $D = o$ ist daher die verallgemeinerte Townsendsche Entladebedingung für Übergang der unselbständigen in die selbständige Entladung.

3. Die gewöhnliche Townsendsche Bedingung kann leicht als Spezialfall dieser allgemeineren nachgewiesen werden. Im Townsendschen Falle reduziert sich nämlich die Kernfunktion auf

$$K(x,\xi) = \begin{cases} \alpha + \alpha\gamma & \xi < x \\ \alpha\gamma & \text{für } \xi = x \\ \beta + \alpha\gamma & \xi > x. \end{cases}$$

Setzen wir $\alpha\gamma = u$; $\alpha + \alpha\gamma = v$; $\beta + \alpha\gamma = w$, so wird für $x_1 > x_2 > x_3 \ldots > x_n$ die Determinante

[1] Vgl. etwa Heywood et Fréchet, l'Équation de Fredholm et ses Applications à la Physique mathématique. Librairie scientifique A. Hermann et fils. Paris 1912.

$$K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ x_1 x_2 \dots x_n \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} u\,v\,v \dots v \\ w\,u\,v \dots v \\ \cdots\cdots\cdots \\ w\,w\,w \dots u \end{vmatrix} = -\frac{v(u-w)^n - w(u-v)^n}{w-v},$$

wie die rekursive Ausrechnung ergibt. Für jede andere Permutation der nach ihrer Größe geordneten Koordinaten x_1 bis x_n geht die zugehörige Determinante $K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ x_1 x_2 \dots x_n \end{vmatrix}$ aus der berechneten hervor durch geeignetes Vertauschen von Zeilen bei gleichzeitigem Vertauschen der entsprechenden Kolonnen. Eine solche Operation ändert aber den Wert der Determinante nicht, so daß diese über den ganzen n dimensionalen Würfel der Kantenlänge s den errechneten Wert beibehält. Das n te Glied der Reihenentwicklung von D beträgt daher

$$\frac{(-1)^n}{n!} s^n \frac{v(u-w)^n - w(u-v)^n}{w-v}.$$

Damit wird

$$D = \frac{v}{w-v} e^{-(\alpha-\alpha\gamma)s} - \frac{w}{w-v} e^{-(\beta-\alpha\gamma)s}$$

und die Entladebedingung $D = 0$ verlangt

$$\frac{v}{w} = e^{(v-w)s},$$

oder

$$\frac{\alpha+\alpha\gamma}{\beta+\alpha\gamma} = e^{(\alpha-\beta)s}.$$

Das ist die Townsendsche Bedingung in der durch Dubois[1]) um den Einfluß γ des Kathodenmaterials erweiterten Gestalt. Die Gleichung zeigt, wie dieser Einfluß in strenger Weise ersetzt werden kann durch Vergrößerung der Ionisierungszahlen im Gas von α und β auf $\alpha+\alpha\gamma$ und $\beta+\alpha\gamma$. Im Townsendschen Gebiet ist daher durch Funkenpotentialmessungen mit nur einer Kathodenplatte ein Einfluß des Kathodenmaterials auch bei Verwendung verschiedener Gase nicht festzustellen. Es müssen dazu — wie schon von verschiedenen Experimentatoren geschehen — Versuche mit veränderlichen oder verschiedenen Kathodenmaterialien herangezogen werden.

Die mathematische Betrachtungsweise stellt noch fest, daß im vorliegenden Falle die Diskriminante $D = 0$ einen einzigen reellen Eigenwert (eben den durch die Townsendsche Entladebedingung gegebenen) bestimmt. Die übrigen sind wegen der imaginären Periode der Exponentialfunktion komplex. Das dürfte für jede durch mögliche physikalische Verhältnisse in einer Gasstrecke gegebene Kernfunktion der Fall sein, wenn auch ein Beweis dafür nicht einfach zu leisten sein wird.

4. Die verallgemeinerte Entladebedingung $D = 0$ ist leicht so zu formulieren, daß die Geltung des Paschenschen Gesetzes zum Ausdruck kommt. Analog wie die Townsendschen Ionisierungszahlen sich schreiben lassen als Druck p mal einer Funktion des Quotienten $\frac{X}{p}$ aus Feldstärke und Druck: $\alpha = pF\left(\frac{X}{p}\right)$, so gilt hier die Darstellung

$$\alpha(x,\xi) = pA(x,\xi),$$
$$\beta(x,\xi) = pB(x,\xi),$$

wo $A(x,\xi)$, $B(x,\xi)$ wie die frühere Funktion $\gamma(x)$ den Gasdruck nur insofern noch enthalten, als sie abhängen von der räumlichen Feldverteilung bezogen auf die mittlere freie Weglänge als Streckeneinheit. Es gilt daher für die in der Entladebedingung $D = 0$ vorkommende Determinante

$$K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ \xi_1 \xi_2 \dots \xi_n \end{vmatrix} = p^n K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ \xi_1 \xi_2 \dots \xi_n \end{vmatrix},$$

wo $K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ \xi_1 \xi_2 \dots \xi_n \end{vmatrix}$ in gleicher Weise aus $A(x,\xi)$, $B(x,\xi)$, und $\gamma(x)$ sich aufbaut wie $K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ \xi_1 \xi_2 \dots \xi_n \end{vmatrix}$ aus $\alpha(x,\xi)$, $\beta(x,\xi)$, $\gamma(x)$.

Unterwirft man die Feldverteilung in der Gasstrecke einer Ähnlichkeitstransformation, indem man dafür sorgt, daß an der Stelle $x' = \frac{1}{m}x$ dasselbe Potential besteht wie vor der Transformation bei x und erhöht den Gasdruck zugleich auf $p' = mp$, so nehmen auch $A(x,\xi)$, $B(x,\xi)$, $\gamma(x)$, $K\begin{vmatrix} x_1 x_2 \dots x_n \\ \xi_1 \xi_2 \dots \xi_n \end{vmatrix}$ an den Stellen x', ξ' dieselben Werte an, wie vor der Transformation bei x, ξ. Die Entladebedingung selbst bleibt also bei einer solchen Transformation ungeändert (Paschensches Gesetz) und ihr n tes Glied läßt sich zweckmäßig schreiben

$$\frac{(-1)^n}{n!}(ps)^n \int_0^1 \dots \int_0^1 K\begin{vmatrix} u_1 u_2 \dots u_n \\ u_1 u_2 \dots u_n \end{vmatrix} du_1 du_2 \dots du_n,$$

wo die neue Koordinate $u = \frac{x}{s}$ aus x hervorgeht, wenn man die Gasstrecke im Verhältnis $1:s$ reduziert. Die Entladebedingung nimmt damit die Form an

$$0 = 1 - D_1(ps) + \tfrac{1}{2} D_2(ps)^2 - + \dots +$$
$$+ \frac{(-1)^n}{n!} D_n(ps)^n + \dots,$$

[1]) E. Dubois, Ann. de Phys. **20**, 113, 1923.

wo die Koeffizienten

$$D_n = \int_0^1 \cdots \int_0^1 K \begin{vmatrix} u_1 u_2 \ldots u_n \\ u_1 u_2 \ldots u_n \end{vmatrix} du_1 du_2 \ldots du_n$$

den Gasdruck nur insofern enthalten, als sie außer vom Kathodenmaterial und der Gasart allein noch abhängig sind von der räumlichen Feldverteilung, bezogen auf die mittlere freie Weglänge als Streckeneinheit.

Es würde sich nun darum handeln, die Koeffizienten D_n zunächst für den einfachsten Fall als Funktionen der Spannung an zwei parallelen Platten numerisch zu berechnen. Zur Bestimmung der Funktionen $\alpha(x, \xi)$, $\beta(x, \xi)$ und $\gamma(x)$ müßte man die Elementarprozesse berücksichtigen, die aber noch ungenügend bekannt sind (Stoßgesetze und Anregungsfunktionen). Man wäre also, wie das Townsend getan hat, auf mehr oder weniger zutreffende Annahmen angewiesen. Ich halte dafür, daß man in dieser Weise bereits mit ziemlich rohen Mitteln den Verlauf des Funkenpotentials im ganzen Bereich von (ps) recht gut wiedergeben könnte. Aber rückwärts, auf die Elementarprozesse ließe sich daraus doch nicht schließen. Das Funkenpotential ist ein Integraleffekt, bei dem zu viele Elementarvorgänge ineinander spielen, als daß man dabei über den einzelnen Vorgang Genaueres vernehmen könnte. Da fragt es sich, ob man die langwierigen numerischen Rechnungen in Angriff nehmen will, die — wenn ich richtig sehe — auch unter den einfachsten Annahmen nötig sind. Die vorliegende Erweiterung der Townsendschen Theorie wird möglicherweise eher dazu beitragen können, die phänomenologischen Zusammenhänge zwischen Funkenpotential und Glimmentladung etwas strenger zu formulieren.

Zürich, im April 1925.

(Eingegangen 27. April 1925.)

Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen.

Von W. Bothe.

Ein Bündel von Röntgenstrahlen, welches einen materiellen Körper durchsetzt, erleidet bekanntlich je nach seiner Wellenlänge und der Natur des Körpers eine stärkere oder geringere Absorption. Die absorbierte Energie tritt unmittelbar in zwei verschiedenen Formen wieder zutage: als sekundäre Elektronenstrahlung und als Fluoreszenzstrahlung (von der Streustrahlung können wir im folgenden absehen). Für das Zustandekommen beider Arten von Sekundärstrahlung hat die Theorie sich ziemlich bestimmte Vorstellungen gebildet, welche sich nach vielen Richtungen hin ausgezeichnet bewährt haben (Kossel). Auch von der experimentellen Seite her ist das Problem des Zusammenhangs zwischen den Intensitäten der Primär- und Sekundärstrahlen mehrfach in Angriff genommen, wenn auch leider gerade die neueren exakten Methoden noch nicht darauf angewandt sind. Es entsteht daher die Aufgabe, an Hand der experimentellen Ergebnisse die Energiebilanz:

absorbierte Primärenergie = Elektronen- + Fluoreszenzenergie

aufzustellen und mit der Theorie zu vergleichen. Es ist bisher wenig beachtet worden, daß eine solche Aufstellung bereits vor einiger Zeit von Barkla[1]) gemacht worden ist, mit dem höchst merkwürdigen Resultat, daß die Annahme der quantenhaften Energieabsorption, welche den neueren Vorstellungen stets zugrunde liegt, nicht mit den experimentellen Ergebnissen vereinbar sein soll. Später zwar hat Richardson[2]) einen Ausweg aus dieser Diskrepanz gewiesen, jedoch unter Annahmen, welche sich nur schwer in die bewährten Kosselschen Vorstellungen einfügen lassen. Im folgenden soll gezeigt werden, daß ein erst seit kurzem bekanntes Phänomen, nämlich die „innere Absorption" der Fluoreszenzstrahlung den Schlüssel zur Aufklärung dieser Sachlage gibt.

Wir betrachten etwa die K-Absorption, d. h. den Teil der Gesamtabsorption, welcher durch Auslösung von Elektronen aus der K-Schale der absorbierenden Atome entsteht; diese setzt bekanntlich ein, sobald die Schwingungszahl ν der Primärstrahlen die „K-Absorptionsgrenze" ν_k überschreitet; der Elementarakt dieser Absorption besteht darin, daß ein primäres „Strahlungsquant" von der Energie $h\nu$ aus dem Primärbündel ausscheidet; dafür tritt ein sekundäres Elektron auf, welches nach der Einsteinschen photoelektrischen Gleichung die Energie $h(\nu - \nu_k)$ hat, während der Rest $h\nu_k$ der absorbierten Energie als Fluoreszenzstrahlung ausgestrahlt wird:

$$h\nu = h(\nu - \nu_k) + h\nu_k.$$

Daß die Fluoreszenzstrahlung im allgemeinen aus mehreren Teilstrahlungen von sehr verschiedener Wellenlänge besteht, ist fürs erste ohne Bedeutung. Man sieht, daß die Bruchteile p_e und p_f, nach welchen sich die absorbierte Energie auf die Elektronen bzw. die Fluoreszenzstrahlung verteilt, sowohl von ν als von ν_k abhängen, nämlich:

1) Bakerian Lecture, Phil. Trans. **217**, 315, 1918.
2) Proc. Roy. Soc. **94**, 269, 1918.

$$p_e = \frac{h(\nu - \nu_k)}{h\nu} = 1 - \frac{\lambda}{\lambda_k}$$

$$p_f = \frac{h\nu_k}{h\nu} = \frac{\lambda}{\lambda_k};$$

dabei bezeichnen $\lambda = c/\nu$ und $\lambda_k = c/\nu_k$ die ν und ν_k entsprechenden Wellenlängen. Diese Verhältnisse, welche also vom theoretischen Standpunkte zunächst zu erwarten wären, sind im nachstehenden Diagramm (Fig. 1) dargestellt; die Geraden $1A$ und OB geben den soeben berechneten Verlauf von p_e bzw. p_f als Funktion der Primärwellenlänge λ wieder. Die Beobachtungspunkte für Brom sind nach Barkla ebenfalls eingezeichnet; und man sieht, daß sie in der Tat mit dem theoretischen Verlauf nicht vereinbar sind.

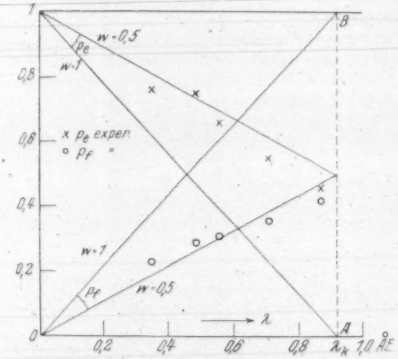


Fig. 1 (Brom).

Nun haben vor kurzem L. Meitner[1]) u. a. aus der Geschwindigkeit und Intensität der homogenen β-Strahlengruppen den Schluß gezogen, daß eine Strahlung, welche im Inneren eines Atoms entsteht, sich insofern anormal verhält, als sie besonders leicht im Mutteratom reabsorbiert wird unter Auslösung eines Elektrons aus dessen Elektronenhülle; erst wenn die Strahlung das Mutteratom verlassen hat, tritt der normale Absorptionskoeffizient in Kraft. Nach Auger[2]), welcher diese Erscheinung der „inneren Absorption" für die Fluoreszenzstrahlung besonders überzeugend nach der Wilsonschen Nebelmethode nachgewiesen hat, soll sie bei leichtatomigen Elementen sogar die Regel bilden. Dies zwingt uns nun, die obige Energiegleichung etwas zu modifizieren. Bezeichnet w den Bruchteil der Fluoreszenzstrahlung, welcher das Mutteratom wirklich verläßt, also $1 - w$ den Bruchteil, welcher durch innere Absorption sofort wieder in Elektronenstrahlung umgesetzt wird, so müssen wir jetzt schreiben:

$$h\nu = h(\nu - w\nu_k) + wh\nu_k.$$

Die Größe w wird eine Atomkonstante sein, also unabhängig von ν. Damit wird nun:

$$p_e = 1 - w\lambda/\lambda_k; \quad p_f = w\lambda/\lambda_k.$$

Nehmen wir für Brom $w = 0{,}5$ an, so erhalten wir in unserm Diagramm zwei Gerade, welche wohl innerhalb der Meßfehlergrenze durch die Beobachtungspunkte gehen. Wir können daraus schließen, daß beim Brom die innere Absorption der Fluoreszenzstrahlung etwa 50 Proz. beträgt. Weiter können wir aus Barklas Angaben (vgl. Fig. 4 a. a. O.) entnehmen, daß die innere Absorption mit abnehmender Ordnungszahl steigt, so daß sie beim Chrom 75—80 Proz. ausmacht. Hierin besteht wieder qualitative Übereinstimmung mit den direkten Ergebnissen von Auger.

Freilich dürfte aus mehrfachen Gründen damit zu rechnen sein, daß die von Barkla benutzten Messungen den Effekt nicht ganz rein darstellen, z. B. ist wahrscheinlich die sehr weiche Fluoreszenzstrahlung, welche den höheren Energieniveaus im Atom ihren Ursprung verdankt, bei der Messung den Elektronenstrahlen zugezählt worden; auch sind die „experimentellen" Werte durch ziemlich weite Extrapolationen gewonnen worden; doch wird jedenfalls qualitativ die hier gegebene Deutung zutreffen. Auch

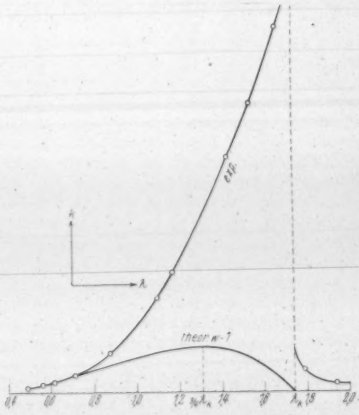


Fig. 2 (Eisen).
Beide Kurven sind in willkürlichem Maßstab gezeichnet.

1) L. Meitner, Zeitschr. f. Phys. 17, 60, 1923.
2) P. Auger, C. R. 180, 65, 1925.

ältere Versuche von Sadler[1]) stützen diese Ansicht. Sadler bestimmte einen Koeffizienten k, welcher angeben soll, welcher Bruchteil der Primärenergie in einer Schicht von bestimmter, sehr kleiner Dicke in Elektronenstrahlung umgesetzt wird. Theoretisch hängt dieser Koeffizient k in sehr einfacher Weise mit dem gewöhnlichen Absorptionskoeffizienten τ zusammen. Es ist nämlich in unserer Bezeichnung:

$$k = \tau \cdot p_e.$$

Da nun erfahrungsgemäß τ sehr nahe proportional λ^3 ist, so folgt:

$$k \text{ prop. } \lambda^3 (1 - w\lambda/\lambda_k).$$

Nimmt man zunächst wieder $w = 1$ an, sieht also von der inneren Absorption der Fluoreszenzstrahlung ganz ab, so wird der Zusammenhang zwischen k und λ durch eine Kurve dargestellt, welche bei $\lambda = \frac{3}{4}\lambda_k$ ein Maximum hat (Fig. 2). Die experimentellen Kurven Sadlers für Eisen und Kupfer lassen dieses Maximum vollkommen vermissen. Es genügt jedoch, $w < \frac{3}{4}$ anzunehmen, d. h. mindestens 25 Proz. innere Absorption, damit das theoretische Maximum jenseits der Absorptionsgrenze zu liegen kommt, wo die K-Absorption überhaupt aufhört.

Charlottenburg, Phys.-Techn. Reichsanstalt, den 9. Mai 1925.

(Eingegangen 12. Mai 1925.)

1) Phil. Mag. **19**, 337, 1910; **22**, 447, 1911.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Der gegenwärtige Stand der Theorie des Glimmstroms. II, ein Nachtrag.

Von Ragnar Holm.

Fast gleichzeitig mit dem Erscheinen meines ersten Berichtes mit der obigen Überschrift[1]) vor etwa $^3/_4$ Jahren erfuhr die Glimmstromtheorie durch neue Veröffentlichungen einige naheliegende Verbesserungen. Damit der Bericht für den Zeitpunkt charakteristisch und zuverläßlich wird, wird er mit diesem Nachtrag versehen, der die erwähnten Ergänzungen und dazu noch einige Berichtigungen bringt. Obwohl also eine vollständige Berücksichtigung der nach dem Ber. I (bis jetzt, April 1925) erschienenen bezüglichen Literatur eigentlich nicht beabsichtigt war, hoffe ich doch das allermeiste davon wenigstens erwähnt zu haben.

Die folgenden Bemerkungen sind geordnet als Zusätze zu den vermerkten Paragraphen des Ber. I.

Zu § 2. Beweglichkeit und Bildung von Ionen. Hertz, 250, hat seine Formeln für die Bewegung der Elektronen durch die Berücksichtigung der keineswegs vernachlässigbaren Diffusion ergänzt. Wahlin, 275, mißt einige intermediäre Ionengeschwindigkeiten und diskutiert das Alter der betreffenden positiven Ionen. Mohler, 263, findet negative Ionen in gewissen Gasen nur bei hohem Druck, wo die freigemachten Elektronen Gelegenheit gehabt haben, ein gewisses Alter zu erreichen. Das Auftreten von H^+, H_2^+ und H_3^+ nach Elektronenstoß in H_2 wird von Smyth, 270, studiert. Barton, 232, macht eine ähnliche Untersuchung mit Ar. Eriksson, 240, mißt einige Ionenbeweglichkeiten und bestätigt die Befunde der Alterung der Ionen, über die im Ber. I berichtet wurde.

Die Hypothese des Festhauens von Elektronen scheint entbehrlich zu sein, vgl. Bem. zu § 20.

Zu § 3. Ionisierung und Anregung. Die Tabelle (3a) braucht eine Korrektion, um zeitgemäß zu werden. Es müßte da, nach einer Mitteilung von J. Franck, stehen:

Gas	Spannung, Volt	
H_2	10—11	Anregung des Moleküls,
	16,5	Ionisation des Moleküls ohne Dissoziation,
	17—18	Dissoziation + Ionisation?

Außerdem dürfte, nach Messungen von Mackay, 261, zu beurteilen, in N_2 16,3 Volt und nicht auch 8,4 Volt Ionisationsspannung sein.

Compton und van Voorhis, 237, untersuchen die Ionisationswahrscheinlichkeit von ionisationsfähigen Elektronen. Sie finden Übereinstimmung mit den in § 3 erwähnten Untersuchungen der Lenardschule. Derartige Daten für Luft und auch Daten über die totale Ionisation in Luft seitens verschieden geschwinder Elektronen (bis 2200 Volt) werden von Anslow, 231, gegeben. Gewisse besonders wirksame Geschwindigkeiten werden von ihm in Be-

1) R. Holm, Physik. Zeitschr. **25**, 497, 1924. Diese Abhandlung wird im Folgenden mit Ber. I bezeichnet. Die Numerierung ihrer Literaturhinweise wird hier fortgesetzt. Dortige Bezeichnungen werden hier ohne neue Erklärung benutzt.

ziehung gestellt zu nach Bohrs Theorie kritischen Spannungen. Die totale Ionisation als Funktion von der Spannung ist in guter Übereinstimmung mit der von Fowler, 242, korrigierten Bohrschen Theorie. Bei Spannungen über 125 Volt steigt die totale Ionisation nur langsam weiter. Mayers unwahrscheinliches Resultat, daß sie sogar sinkt, wird damit berichtigt.

Zu § 4. Befreiung von Elektronen aus Metallen mittels Kanalstrahlenstoßes. Dällenbach, Gerecke und Stoll, 238, finden, daß *Hg*-Ionen, welche mit Geschwindigkeiten bis zu 3000 Volt auf eine Eisenfläche aufprallen, aus dieser keinen Elektronenstrom oder jedenfalls weniger als 1 Proz. des Ionenstromes auslösen. v. Issendorff, 255, dagegen schließt auf Grund seiner energetischen Messungen auf 10 proz. Ausbeute schon bei 300 Volt. Vgl. Nachtr. zu § 7.

Zu § 5. Ähnlichkeitsgesetze, Bezeichnungen. Eine Bemerkung mit Bezug auf die Ähnlichkeitsgesetze wird am Ende des Nachtrags zu § 20 gemacht. Darauf wird hingewiesen. Sonst sei hier vor allen Dingen ein Rechenfehler des Ber. I berichtigt. Leider sind nämlich die in der Tabelle (5d) angegebenen λ-Werte ebenso wie auf sie bezogene Zahlen einiger anderen Tabellen infolge eines Rechenfehlers falsch.

Es handelt sich um eine molekularkinetische Berechnung der freien Weglänge des gegenüber den Molekülen geschwinden Elektrons, und zwar nach dem von J. J. Thomson angegebenen Prinzip; siehe Thomson-Marx, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, Leipzig 1906, S. 468. Wir gehen aus von den Molekulargrößen, welche in Landolt-Börnsteins Tabellen, 5. Auflage, 1923, angegeben sind. Wenn L die molekulare freie Weglänge bei 760 mm und 0°, λ die freie Weglänge des Elektrons bei 1 mm und T° abs. und C die Sutherlandsche Konstante[1]) der Temperaturabhängigkeit des Reibungskoeffizienten bedeuten, so müßte sein

$$\lambda = 4\sqrt{2}\cdot L\cdot\left(1+\frac{C}{273}\right)\cdot 760\,\frac{T}{273}\cdot \qquad (5e)$$

Der Sutherlandsche Faktor in dieser Formel stammt daher, daß λ nicht wie L wegen der gegenseitigen Attraktion der Moleküle reduziert zu werden braucht. Durch die gemachte Multiplikation wird λ von dem im Nenner des L enthaltenen Sutherlandfaktor befreit.

Nun ist allerdings, wie Günther-Schulze, 246, betont, auch das nach (5e) berechnete λ ein Notbehelf, bis man vollständigere Angaben der (nach Art der von Ramsauer u. a. gemessenen) wirklichen freien Weglängen der Elektronen bekommt. Minkowski und Sponer, 262, berichten übersichtlich über die Messungen solcher Weglängen. Sie benutzen eine von Ramsauer entliehene Figur, wo einige gaskinetische Molekularquerschnitte vermerkt sind, welche durch Multiplikation mit 1,2 auf die neuen Landolt-Börnstein-Werte reduziert werden können.

Die folgende Tabelle enthält nach (5e) für 1 mm und 30° C, d. h. $T = 303$ berechnete λ in Zentimetern gemessen.

Berichtigte Tabelle (5d).

Gas	H_2	N_2	O_2	He	Ne	Ar
λ	0,0698	0,0406	0,0464	0,1100	0,0727	0,0493

Auf diese Werte reduziert, ändern sich die Tabellen (11b), (11c), (18a) und (18g) und die Formeln (18e) und (18f) des Ber. I so wie folgt:

Berichtigte Tabelle (11b).

Beobachter	Kathodenmetall	Gas	$j_u\lambda^2$
S. C.	*Al*	H_2	0,0415
N.	"	N_2	0,023
N.	"	O_2	0,092
C.	Stahl	H_2	0,029
N.	"	O_2	0,065
C.	*Zn*	H_2	0,033
N.	"	O_2	0,063
C.	*Pt*	H_2	0,0265

Berichtigte Tabelle (11c).

Gas	H_2	N_2	O_2	He	Ne	Ar
$j_u\lambda^2$	0,044	0,063	0,120	0,013	0,010	0,034

Berichtigte Tabelle (18a).

Gas	Ar	He	Ne	N_2	H_2	O_2
g_∞	0,051	0,087	0,036	0,132	0,155	0,61

Berichtigte Formel (18e).

$$g_0 = 1{,}14 + 0{,}0635\left[\frac{1}{1-e^{-\alpha}} - 1\right],$$

wo

$$\alpha = \frac{p}{4} = 0{,}01246\,\frac{R}{\lambda}.$$

Berichtigte Formel (18f).

$$g = g_0 - 0{,}16\log\frac{j}{j_0}.$$

Die berichtigte Tabelle (18g) entsteht, wenn in (18g) des Ber. I alle g- und g_0-Werte mit 1,6 multipliziert werden.

Zu § 6. Townsendsche Entladungsform. Beginn der selbständigen Entladung. Es wurden im Ber. I drei Haupttypen der Verzögerung definiert. Bekanntlich sind diese nicht streng reproduzibel, sondern zeigen

[1]) Vgl. J. P. Kuenen, Die Eigenschaften der Gase, S. 136 u. 137. Leipzig 1919.

den Einfluß einer Zufallserscheinung. Man vermutet, daß diese darin besteht, daß gewisse zeitlich dispergierte, voneinander recht unabhängige Umstände — wie z. B. das Vorhandensein von freien Elektronen, gelungene Stöße mit Ionisierungsgeschwindigkeit seitens Elektronen und Ionen usw. — bei der Zündung zusammenwirken müssen. Die Trennung dieses statistischen Teils von den übrigen Verzügen hat wohl Campbell, 32, zuerst klar ausgesprochen. Neuerdings ist es Zuber, 277, gelungen, den statistischen Teil der Verzögerung fast rein zu züchten. Es war dabei erforderlich, schon Townsend-Stromstöße zu registrieren. Dies gelingt Zuber wie auch Seeliger, 268, indem er ein Verstärkerrohr als Relais braucht. M. v. Laue, 258, hat ausgerechnet, wie die Verzögerungszeiten nach den Wahrscheinlichkeitsgesetzen verteilt sein müssen. Zuber zeigt, daß die betreffende Verteilung vorhanden ist, und bestimmt die mittlere statistische Verzögerungszeit für seine Anordnung. Diese dürfte für eine weitere theoretische Behandlung sehr wertvoll werden können. Sie war in trockener Luft größer als in feuchter und wurde durch Bestrahlung vermindert.

Wenn die Elektrodenspannung bei der Zündung sich so schnell ändert, daß sie merkliche Differenzen innerhalb der betreffenden Verzugszeit durchläuft, so nennen sie Seeliger und Mauz, 268, Gleitspannung. Bei der Verwendung von Gleitspannungen rutscht die Zündspannung über den normalen Betrag hinauf, wie Seeliger und Mauz experimentell bestätigen; vgl. Beob. von Swyngedauw, Graetz III, S. 133. Den die Neuzündung fördernden Einfluß von Restionen bei schneller Funkenfolge demonstrieren sowohl Zuber wie Seeliger und Mauz.

P. O. Pedersen hat seine Untersuchung, 139, weiter geführt, 264, und verspricht außerdem einen theoretischen Abschluß. Trotzdem seine Versuchsbedingungen nicht streng definiert sind (Elektrodenspannung bedeutend größer als die kleinste Funkenspannung, aber sonst unbestimmt; gewisse Funken in Röhren, deren Wände einen schwer bestimmbaren Einfluß haben müssen), sind seine Versuche sehr instruktiv und anregend. Er dürfte immer Funken mit einem ausgebildeten Kathodenfall gehabt haben. Darauf beruht, daß der Verzug sehr von dem Feld an der Kathode und von deren Oberflächenbeschaffenheit abhängig war. Wenn die Kathode in einen Rahmen etwas eingezogen wurde, vergrößerte sich der Verzug. Gewisse andere Beobachtungen möchte ich so deuten[1]), daß seine Funkenbahn bei der sehr schnell angleitenden Elektrodenspannung gleichzeitig eine negative Ansatzstelle mit Kathodenfall und andere Ionisationsteilstrecken ausgebildet hat, welche sich schließlich zu einer Bahn vereint haben. Die verschiedenen ursprünglichen Ionisationsteilstrecken treten in den Photographien etwas gegeneinander verschoben auf, so daß die Bahn zackig aussieht. Die negative Ansatzstelle findet sich meistens nicht da, wo das Feld zuerst am kräftigsten wurde, sondern wo sie vermutlich dynamische Optimumbedingungen vorgefunden hat (vgl. die Erwähnung von Pedersens Abb. 139 in Ber. I, § 22). Die Funkenbahn läuft oft ein Stück der Kathodenoberfläche entlang, wo sie wohl bei ihrer Ausbildung eine behilfliche Ionisation vorgefunden hat. Die Gleichung $\tau = \text{const.}\, a^2$ gilt, wie im Ber. I gesagt, nur für kleines a. Bei großem a fand Pedersen, daß bei bestimmter (mittlerer) Feldstärke τ von a fast unabhängig war.

Die Schilderung der Vorgänge, gerade bevor der eigentliche Glimmstrom zündet, bedarf einer Ergänzung und einer Berichtigung. Im Ber. I ist die Auffassung vertreten, daß die auf Anregung von G. Mie von Reiche und Oelkers untersuchten und beschriebenen Phänomene von den vorgeschalteten Widerständen abhängig waren. Das ist in Wirklichkeit nicht der Fall gewesen. Reiche hat, wie mir mitgeteilt wurde, dieselben Erscheinungen auch ganz ohne vorgeschaltete Widerstände gehabt.

Oelkers beobachtet im Stromdichtegebiet 10^{-11} bis $5 \cdot 10^{-5}$ A/cm² bei 7,4 mm Druck. Holm und Störmer, 253, veröffentlichen Beobachtungen an Wechselkorona mit Stromdichten bis zu etwa $2 \cdot 10^{-6}$ A/cm² bei 760 mm, d. h., auf Oelkers Druck reduziert, etwa $2 \cdot 10^{-8}$ A/cm². Erst oberhalb 10^{-5} A/cm² fand Oelkers einen Glimmstromcharakter der Entladung. Die Koronaströme können also, wie es Holm, 252, annimmt, noch wesentlich im Gebiet der Townsendschen Ströme liegen.

Durch das ganze Stromgebiet 10^{-11} bis etwa $5 \cdot 10^{-6}$ A/cm² hindurch machen sich eigentümliche Instabilitäten des Stromes merkbar, welche die beiden Mie-Schüler durch abwechselnde Bildung und Zerfall elektrischer Doppelschichten auf der Kathode zu deuten versuchen. Nach Oelkers setzen schwache Ströme die Doppelschichten herab, während stärkere Ströme sie vergrößern. Wie dies nun geschieht und wo die Schichten auf Oelkers reinen Kathoden ihren Sitz haben, ist unklar. Ebenso ist es unklar, wie bei Reiches Versuchen ohne Vorschaltwiderstand die Strombegrenzung nach oben geschah, da, was Spannung und Vorschaltwiderstand betrifft, doch die Möglichkeit der Strom-

1) Pedersen schildert das Phänomen so einleuchtend, daß er vermutlich meine davon suggerierte theoretische Anschauung selbst vertritt.

entwicklung bis zum Lichtbogen existiert. Es scheint als ob die Elektrodenflächen zuerst durch eine Entladungsart, welche etwas höhere Spannung braucht als der Townsendsche Strom, bearbeitet werden müssen, um Ansatzbasen für den richtigen Glimmstrom oder Lichtbogen darbieten zu können.

Wir stehen hier vor Unklarheiten, über die vielleicht nur eine neue Theorie der elektrischen Leitung der Metalle helfen kann. Ansätze zu einer solchen Theorie gibt Janitzky, 256.

Der Cassiot-Hittorfsche intermittierende Glimmstrom ist eine ganz andere Erscheinung als die instabile Entladung von Reiche-Oelkers. Ersterer wurde zuletzt von H. Geffcken[1]) untersucht, 243, wo weitere Literaturhinweise gegeben werden. Der intermittierende Glimmstrom ist ein Schwingungsvorgang zweiter Art, um eine von H. Th. Simon stammende Bezeichnung zu benutzen, vgl. Herweg, 251. Er beruht auf der Mitwirkung der (eventuell durch Zusatzkondensatoren vergrößerten) Kapazität der Elektroden, arbeitet im Gebiet der aufsteigenden Charakteristik des richtigen Glimmstroms, verlangt eine Dauerstrombegrenzung J_0 innerhalb des Gebietes der fallenden Charakteristik und verläuft folgendermaßen: Der Strom zündet mit Hilfe der Kapazitätsladung bei $J > J_0$. In dem Maße, wie die Kapazität sich durch ihn entladet, sinkt dann der Strom, während gleichzeitig die Elektrodenspannung an der (manchmal annähernd statischen) Charakteristik hinabgleitet. Da nun J_0 kleiner ist als das J des tiefsten V-Punktes der benutzten dynamischen Charakteristik, so erlischt die Entladung in diesem letzten Punkte, d. h. in der Nähe des tiefsten V-Punktes der statischen Charakteristik. In der folgenden Pause laden sich die Kapazitäten wieder, eine neue Zündung findet statt, usw. Geffcken begrenzt den Strom durch ein vorgeschaltetes Ventilrohr mit Glühkathode und legt die Spannung ohne sonstigen Vorschaltwiderstand an. Da er außerdem es so einrichtet, daß er nur Scheitelspannungen, d. h. bei intermittenter Entladung die Zündspannungen mißt, so gelingt es ihm eine Zündcharakteristik aufzunehmen. Diese gilt natürlich nur für den intermittierenden Vorgang und ist abhängig von der Menge der zwischen den einzelnen Zündungen noch bleibenden Restionen. Geffcken appliziert die oben skizzierte Hittorf-Kaufmann-Righische Theorie und findet die Erscheinung dadurch zur Genüge erklärlich.

Zu § 7. Pseudohochvakuum. Die erwähnte Untersuchung von Janitzky, 256, gilt zunächst für das Pseudohochvakuum. Seine frühere Beobachtung, daß ganz entgaste Anoden versagen, wird jetzt erweitert. Entgaste Anoden scheinen nicht einmal den von Glühkathoden stammenden Elektronenstrom empfangen zu können. Entgaste Metalle zeigen Widerstandszunahme. Seine Beobachtungen führen ihn zu einer neuen Theorie der Elektrizitätsleitung in Metallen, welche durch die folgende Haupthypothese charakterisiert ist. „Im Metall gelöste Gase (die Mengen scheinen ausreichend zu sein) sind dissoziiert, und zwar in positiven Ionen und Elektronen, welche wesentlich für die Leitung verantwortlich sind." Vielleicht braucht man sich von der bisherigen Theorie doch nicht so weit zu entfernen, sondern kann sich mit der Annahme begnügen, daß im Metall enthaltene Gasmoleküle oder Ionen erforderlich sind, um Elektronen für den inneren Leitungsverlauf (etwa nach Höjendahl, 254) von außen aufzufangen. Es scheint mir sogar wahrscheinlich, daß die Entgasung ein Begleitphänomen ist, während die Hauptsache eine Schaffung elektrisch empfänglicher Oberflächenatome ist. Ohne die Begründung näher auszuführen, möchte ich mit den bisherigen Bemerkungen zu § 6 und 7 zusammenstellen: Kirchners, 257, Vorstellung elektrisch freier Oberflächenatome; Stolts Angriff gegen die Autothermtheorie des Lichtbogens (vgl. Ber. I § 16 und 23 und Nachtr. zu § 15 und 16); die Diskrepanzen zwischen den in § 4 erwähnten Untersuchungen und die besonders abweichenden Resultate von S. Ratner, 146 (vgl. Ber. I § 10), und Dällenbach, Gerecke und Stoll, 238 (vgl. Nachtr. zu § 4).

In dem Stadium, während das Ionisationsgebiet der einsetzenden Entladung von der Kathode noch hinausgeleitet, schiebt es vor sich Elektronen. Wenn diese auf eine schlecht leitende Wand treffen, so bilden sie da eine Ladung, welche die Entladung abweist, so daß diese im Innern des Gases ihre Bahn weiter ausbildet. Günther-Schulze, 246, überschätzt m. E. diese Wirkung der gebremsten Elektronen, wenn er meint, daß sie sogar die Entladung löschen, insofern sie nicht dank der Leitfähigkeit der Wand abgeführt werden. Nach ihm sollte das Pseudohochvakuum eintreten, wenn die Wand ganz nichtleitend geworden ist. Gegen diese Vorstellung spricht auch, daß die Halbwertzeiten der auf Glasflächen haftenden Ladungen gar nicht so klein sind wie zu Günther-Schulzes Erklärung des Pseudohochvakuums ($< 10^{-8}$ sec) erforderlich wäre.

Zu § 8. Messungen des Kathodenfalles der haploplagen Glimmentladung. Gehlhoff (Graetz, III, S. 852) führt als eine Verteidigung seiner Definition des Kathodenfalles

1) Herrn Dr. Geffcken danke ich für eine klärende persönliche Mitteilung.

an, daß sie den Kathodenfall vom Druck unabhängig zu machen scheint. Daß die Skinnersche Definition in dieser Hinsicht bei der Benutzung der einwandfreien Langmuirschen Sondenmethode unterlegen wäre, dürfte aber nicht bewiesen sein. Hoffentlich achten künftige Beobachter auf die eventuelle Druckabhängigkeit des Kathodenfalles.

Zu § 10. Sonstige Beobachtungen am Kathodenfall. Günther-Schulze, 244, ergänzt seine erwähnten Messungen des Kathodenfalles (des j_n und des D) an Gasgemischen durch die Untersuchung einer Anzahl Kombinationen chemisch nicht miteinander reagierender Gase. Die theoretische Deutung der Resultate soll später erfolgen.

Wehnelt und Jachan, 276, veröffentlichen Jachans, 104, schon erwähnte Untersuchungen mit einigen Erweiterungen. Der Hilfsstrom kann die Kathode als Stromlieferant ganz entlasten.

G. P. Thomson, 273, beobachtet Entladungen mit sehr hohen Kathodenfällen (bis 30000 Volt). Die Kanalstrahlen haben scharfe obere Geschwindigkeiten, welche vom Kathodenmaterial bei diesen hohen Spannungen keine merkliche Abhängigkeit zeigen.

Zu § 11. Die Stromdichte an der Kathode. Die Tabellen (11b und 11c) sind im Nachtrag zu § 5 berichtigt. Einige neue Messungen von Günther-Schulze, 244, liegen vor.

Zu § 13. Bestimmungen der Lage des Glimmsaumes. Hier ist ein störender Druckfehler zu korrigieren. Es sollte stehen: Die Formel (13a) gilt nur, „solange der Kathodenfall recht viel größer als normal ist. Statt „recht" wurde gedruckt „nicht".

Günther-Schulze, 245, mißt zwei neue den Ähnlichkeitsgesetzen gehorchende, charakteristische Abstände bei der Glimmentladung, nämlich: 1. Den scharf begrenzten Abstand, A, von der Kathode, in welchem beim Nähern der Anode die anodische Glimmhaut verschwindet. Das Verhältnis $\frac{A}{D}$ ist bei etwa normalem Kathodenfall von der Größenordnung 5 bis 10, bei Ar allerdings mehreremal größer; 2. Den Abstand zwischen zwei parallel geschalteten Kathoden, in welchem die kathodischen Entladungsteile beginnen sich so gegenseitig zu beeinflussen, daß die Stromstärke steigt. Dieser Abstand ist weniger scharf definiert als A, sonst etwa von derselben Größe, vorausgesetzt, daß beide bei demselben Kathodenfall gemessen werden.

Schließlich werde ich an dieser Stelle etwas ausführlicher eine eben erschienene Abhandlung von Seeliger und Lindow, 269, referieren. Diese Herren messen teils spektro-photographisch, teils direkt visuell-spektrophotometrisch, wie die Intensität einzelner Spektrallinien längs der negativen Gebilde der Glimmentladung verteilt ist. Ihre Arbeit bildet eine Fortsetzung und eine Erweiterung mehrerer früheren im Ber. I, § 3 und 15, erwähnten Untersuchungen von Seeliger und seinen Schülern. Durch den Gebrauch einer gekühlten Kathode wird erreicht, daß Temperaturkorrektionen der Gasdichte praktisch wegfallen. Die Struktur der Intensitätskurve am Glimmsaum wird deutlicher als zuvor und jetzt quantitativ bestimmt. Wenn man die Lage des Intensitätsmaximums einer Linie als ihren Glimmsaum bezeichnet, so lauten einige jetzt bekräftigte Resultate der Seeliger-Schule folgendermaßen: Die Säume der verschiedenen Linien haben bis zu 100 Proz. verschiedene Abstände von der Kathode. Der spezifische Intensitätsgradient an der Kathodenseite des Saumes ist im allgemeinen größer, je niedriger das Anregungspotential der betreffenden Linie ist. Der „physiologische Glimmsaum" ist das Resultat einer Summation im Auge. Seine Lage verändert sich manchmal beträchtlich, wenn man die Entladung durch farbige Gläser betrachtet.

Die theoretisch interessante Frage der Saumschärfe bleibt immer noch aktuell. Ob die außerordentliche Schärfe des Sauerstoffsaumes von linienreichen Bandenspektren oder eventuell von kontinuierlichen Spektren herrührt, konnte nicht entschieden werden, da nur an verhältnismäßig kräftigen Linien photometriert werden konnte.

Seeliger und Lindow verfolgen die Intensitäten auch ein Stück in das negative Glimmlicht hinein, doch wohl kaum über das Gebiet hinaus, wo immer noch die sekundäre Ionisation und eine starke Diffusion aus dem hellsten Saume die direkte Wirkung der primären Elektronen verwischt. Der weitere Verlauf des Glimmlichts zeigt nach Holm, 88, Trägheitseigenschaften, welche von der Trägheit der primären Elektronen zeugen. Das Glimmlicht schießt z. B. an einem die Anode enthaltenden Stutzen vorbei. Besonders die von der Kathode entfernteren Teile des Glimmlichts zeugen von einer Reichweite der primären Kathodenstrahlen, welche mit den Absorptionsmessungen der Lenardschule (welche bedeutend kürzere Reichweiten angibt) nicht verträglich sind. Seeliger und Lindow finden allerdings schon innerhalb des von ihnen untersuchten Gebietes so sanft verlaufende Intensitätsabnahmen, daß sie nur mit Hilfe von neuen Hypothesen den Konflikt mit der Lenardschule vermeiden können.

Unter den qualitativen Befunden von Seeliger und Lindow ist bemerkenswert, daß sie durch Vergleiche mit dem Spektrum der Kanalstrahlen die allerdings geläufige Ansicht bekräftigen, daß das Leuchten der „ersten Kathodenschicht" von den Kationen erzeugt wird.

Zu § 15 und 16. Die Theorie der kathodischen Entladungsteile. Nicht nur die Anode (vgl. Nachtr. zu § 7), sondern auch die Kathode muß nach Janitzky, 256, Gas enthalten, um dienstfähig zu sein. Sie verträgt aber eine weitere Entgasung als die Anode, ehe sie versagt. Eine Revision oder Vertiefung unserer Vorstellung davon, wie die primären Elektronen aus der Kathode befreit werden, scheint erforderlich. Der neuen Theorie stellt sich auch die Aufgabe, die Wirkung der kalten Kathode im Garbarini-Stolt-Bogen und die Diskrepanzen zwischen den Resultaten von Baerwald, Cheney, Ratner, v. Issendorff und Dällenbach über die Elektronenbefreiung bei Kationenbombardements (vgl. Nachtr. zu § 7) zu erklären. Stolt, 271 (vergl. Ber. I, § 16 und 23) behauptet nämlich gegen Günther-Schulze sehr überzeugend seine Meinung, daß eine zur glühelektrischen Hervorbringung von Elektronen aus der Kathode genügend hohe Temperatur des Kathodenflecks in seinem Bogen nicht vorliegt. Er vermutet, daß das Vorhandensein des Kathodenmetalldampfes in der Gasschicht, die der Kathode am nächsten liegt, eine notwendige Bedingung des Lichtbogens ist.

Eine Beobachtung der Herren Dällenbach, Gerecke und Stoll, 238, wurde im Nachtr. zu § 4 und hier oben erwähnt, eine andere sei an dieser Stelle notiert. Diese Herren beobachten die kleinen Szintillationen, welche auf einer nicht ganz reinen Kathodenfläche im Glimmstrom sichtbar werden. Sie betrachten diese als Zündversuche von Lichtbögen. Sie finden, daß die Szintillationen von gewissen fremden Substanzflecken ausgehen (etwa dieselben Substanzen, welche nach Dubois, 49, den Kathodenfall erniedrigen).

Eine Schwierigkeit der Theorie bildet immer noch der normale Kathodenfall. Um eine gewisse Anschaulichkeit zu gewinnen, möge nun der Ausdruck: „Die Aufgabe des Kathodenfalls" gebraucht werden. Im Ber. I, § 16 wurde hervorgehoben, daß im Lichtbogen der Kathodenfall die Aufgabe zu haben scheint, die Ionisation (eventuell mehrstufig) seitens der Primärelektronen zu ermöglichen, während der Bedarf an Kationenenergie gleichzeitig immer längst gedeckt wird, wenn bloß die Stromdichte genügend groß ist. Nach der Theorie von Holm, 87, ist im Falle des Glimmstroms die Lage gewissermaßen umgekehrt. Da besorgen meistens die Elektronen eine reichlich überschüssige Ionisation in der Kanalstrahlenquelle. Das Feld stellt sich so ein, daß aus dieser Quelle die zur Befreiung der Primärelektronen erforderliche Kationenanzahl nach der Kathode gezogen wird, während schließlich die Stromdichte sich danach richtet, daß sie die erforderlichen Raumladungen ermöglichen muß.

Es ist nun naheliegend zu vermuten, daß der normale Kathodenfall dann entsteht, wenn die Ionisation in der Kanalstrahlenquelle so knapp geworden ist, daß fast deren ganze Kationenproduktion für das Bombardement der Kathode erforderlich wird. Diese Erklärung hat Holm, 87, versucht. Er findet aber für sie die folgende Schwierigkeit: Der normale Kathodenfall zeigt sich merkwürdig wenig davon abhängig, wie viele Stöße die Kationen im Dunkelraum erfahren. Diese Zahl konnte nämlich durch magnetische Beeinflussung stark variiert werden, ohne daß der normale Kathodenfall sich sehr merklich änderte. Holm nahm darum an, daß die Fähigkeit eines Kations Elektronen aus dem Metall zu lösen, fast unabhängig von der Geschwindigkeit ist, wenn diese nur oberhalb einer gewissen Grenze liegt. Nach Ber. I § 4 scheint diese Annahme nicht berechtigt zu sein. Zwar spielen die größte Rolle die wenigen Stöße in dem stärksten Teil des Feldes direkt an der Kathode, deren Zahl im Magnetfeld sich vielleicht wenig ändert; außerdem ist es wahrscheinlich, daß die Kationen Moleküle durchschießen können; immerhin halte ich dies alles für sehr mangelhaft geklärt und möchte ein weiteres Studium des normalen Kathodenfalles, besonders in dessen Abhängigkeit von Magnetfeldern und von der Form der Kathode empfehlen.

Der Reichtum an Elektronen in der Kanalstrahlenquelle gibt sich nach neuen Beobachtungen von Compton, Turner und Mac Curdy, 236, darin kund, daß der Strom durch den Faraday-Raum' schon von diffundierenden Elektronen getragen wird, und zwar sogar gegen eine dort hinderliche Feldrichtung.

Diese Diffusion gegen das Feld hat, wie Compton und Eckart, 235, zeigen, im niedervoltigen Lichtbogen eine ganz überraschende Wirkung. Diese Herren erzeugten einen Argon-Bogen, der mit etwa 6 Volt brannte. Seine Elektrodenspannung war zusammengesetzt aus einem 11,5voltigen Kathodenfall (11,5 Volt = kleinste Anregungsspannung in *Ar*) und einem etwa 5voltigen Gegenfeld in dem übrigen (größten) Teil des Bogens. Die Potentialverteilung wurde mit Langmuirs Sondenmethode ausgemessen.

Die sichere Existenz von mit weniger als

Anregungsspannung brennenden, nichtoszillatorischen Bögen wurde schon etwas früher von Bär, 233, festgestellt. Derartig beschaffene Bögen konnten Compton und Eckart, 234, nicht in He, Hg, H_2, N_2 und Duffendack und Huthsteiner, 239, nicht in Phosphordampf erzeugen.

Zu § 17. Der Anodenfall. Schottky und Issendorff, 158, vgl. Issendorff, 255, S. 151 kommen zu dem Schluß, daß eine als Wärme frei werdende Elektronen-Eintrittsarbeit bei der Aufstellung der Wärmebilanz für die Anode von Wichtigkeit ist. Wird diese Eintrittsarbeit von der Wärmewirkung an der Anode abgezogen, so folgt aus früher anders gedeuteten Messungen von Günther-Schulze, 63, und Peters, 141, ein kleinerer Anodenfall als mit Sonden gemessen wurde. Die Resultate solcher Sondenmessungen sind aber, wie zuerst Schenkel und Schottky, 266, dann wohl unabhängig Langmuir, 116, erkannte, falsch. Daß auch bei einem Anodenfall, der kleiner als die Ionisationsspannung ist, eine genügende Ionisation an der Anode stattfinden kann, erklärt Günther-Schulze, 247, indem er einen ausgedehnten Verteilungsbereich der Geschwindigkeiten der anprallenden Elektronen und eine Ionisation nur seitens der schnellsten Elektronen annimmt. Es braucht ja an der Anode nur etwa jedes 500. Elektron zu ionisieren, um die nötige positive Raumladung zu ermöglichen. Günther-Schulze, 247, berechnet auch mit Hilfe eines Kreisprozesses die Ablösearbeit der positiven Ionen aus Metallen und meint, daß deren Umkehrung zur Erwärmung der Kathode beiträgt. Ob nun dies im Stolt-Bogen eine ausschlagende Rolle spielt?

Zu § 18. Der mittlere Weglängegradient des Rumpfes. Die Tabellen (18a) und (18g) und die Formeln (18e) und (18f) werden im Nachtrag zu § 5 korrigiert.

Solche Ladungen in der Strombahn wie diejenigen, welche die Figur (18b) des Ber. I betrifft, richten sich natürlich nach den Potentialdifferenzen und den Entfernungen zu umgebenden Gegenständen. In der Fig. (18b) handelt es sich um eine Säule, welche sich gegen umgebende Gegenstände ebenso stark positiv hält wie etwa gegen den Glimmsaum. Dazu und zum Zwecke der gleichmäßigen Verteilung des Achsengradienten braucht sie die berechneten positiven Ladungen. Die erste Berechnung wurde so ausgeführt, als ob die Ladungen in dem Säulequerschnitt gleichmäßig verteilt wären, obwohl in Wirklichkeit die Ladungen sich selbst mehr oder weniger nach den Wänden treiben vgl. Holm, 86, S. 784 und auch Ber. I). Möglich ist, daß derartige Ladungen recht wesentlich an der Wand kleben, daß dies aber durchaus nicht immer der Fall sein kann, zeigt die Existenz der normalen Säule innerhalb leitender Wände mit einem von diesen Wänden stark abweichenden Potential (vgl. Holms Beobachtungen an solchen Säulen, welche in Ber. I, § 19 und 20 geschildert werden).

Zu § 19. Über Schottkys Theorie der positiven Säule. Schottkys Theorie der positiven Säule wird in einigen Punkten ausführlicher als vorher in einem Vortragsreferat, 265, dargestellt. Schottky und Issendorff, 267, entwickeln ausführlich ihre Theorie der elektrischen Diffusion im ruhenden und strömenden Gase unter Voraussetzung des quasi neutralen Verhaltens (praktisch gleich viel Elektronen und + Ionen pro cm^3). Es stellt sich heraus, daß einfache Verhältnisse vorliegen, wenn an den Wänden entweder nur positive oder nur negative oder gleich viel positive und negative Teilchen absorbiert werden. In diesen Fällen ist sowohl die Dichteverteilung wie das sich ausbildende Feld bei ruhendem wie strömendem Gas durch einfache Gleichungen analog der gewöhnlichen Diffusionstheorie bestimmt. Es ergeben sich für diese 3 Fälle 3 verschiedene Diffusionskonstanten, die von der ungeordneten Bewegung und der elektrischen Beweglichkeit (als Konstante eingeführt) bestimmt werden. Die Differentialgleichungen werden für Spezialfälle bestimmt, bei denen die Mitführung von Ladungen durch die Gasströmung von technischer Bedeutung ist. Die konstante elektrische Beweglichkeit dürfte eine gute Annäherung darstellen, 1. wenn die Diffusionsgeschwindigkeit wesentlich von den positiven Ionen vorgeschrieben wird; 2. wenn häufige Anregungsstöße für eine obere Geschwindigkeitsgrenze und damit auch für eine bestimmte mittlere Elektrizitätsgeschwindigkeit sorgen.

Zu § 20. Die positiven Schichten. Laut der Berichtigung der Tabelle (3a) sind die kritischen Spannungen 11,6 in H_2 und 8,4 in N_2 nicht als Ionisationsspannungen des Moleküls, sondern nur als Anregungsspannungen zu deuten. Infolgedessen muß die Theorie der positiven Schichten, insofern sie vorher auf den angenommenen Ionisierungscharakter dieser Spannungen baute, verändert werden. Passende Korrektionen wurden kürzlich vorgeschlagen, und zwar mit einigen anderen Veränderungen vereint. Vor allen Dingen soll erklärt werden a) das schichtweise Leuchten, b) die damit zusammengehende Variation der Feldstärke und c) eine wahrscheinlich ebenso schichtweise verstärkte Ionisation. Früher wurde ein zu großes Gewicht auf c) gelegt. Man betrachtete die Schichten als Zonen für einstufige Ionisation.

Für a) genügt aber eine Anregung, welche man, wegen c), als bei einer zweistufigen Ionisation behilflich betrachten muß. Die älteren Sondenmessungen (z. B. von J. J. Thomson, 272) ergeben in der geschichteten Säule starke Feldvariationen und demnach sehr kräftige Raumladungen, welche nur durch die Anwesenheit von positiven und negativen Ionen erklärt werden konnten (Holms Klebungstheorie). Neue Messungen von Mac Curdy, 260, machen es wahrscheinlich, daß die Feldvariationen bedeutend sanfter verlaufen und daß die Raumladungen mindestens etwa um eine Zehnerpotenz kleiner sind als nach früheren Beobachtungen. Es wird hierdurch theoretisch möglich die Klebung durch ein sanfter eingreifendes Phänomen zu ersetzen, nämlich durch die Verminderung der Fortschreitungsgeschwindigkeit der Elektronen infolge vergrößerter kinetischer Geschwindigkeit (vgl. Ber. I, Formel 2a). Dies schlagen Compton, Turner und Mac Curdy in einer gemeinsamen Arbeit, 236, und, unabhängig von ihnen, Günther-Schulze, 246, vor. Diese Herren denken sich die Schichtbildung in folgender Weise:

Elektronen, die in einer Zone angeregt haben, fangen ihren weiteren Lauf mit einer geringen kinetischen Geschwindigkeit, aber mit einer verhältnismäßig großen stromwärts gerichteten Bewegungskomponente an, so daß oberhalb der Anregungsschicht die positive Raumladung überwiegen kann. In dem Maße wie nun das durchlaufene Spannungsgefälle größer wird, wächst die kinetische Geschwindigkeit. Infolgedessen kommen die Elektronen immer langsamer vorwärts in der Feldrichtung und vermögen vor der nächsten Anregungszone eine überwiegende negative Raumladung zu bilden. Damit ist die Ladungsbildung nach der neuen Theorie skizziert. Verf. hat berechnet, daß in dieser Weise ausreichende Ladungen auch bei schwachen Strömen zustande kommen, wenn die Anregungswahrscheinlichkeit in den Schichten mindestens etwa 50 Proz. beträgt. Eine so große Anregungsfunktion wird allerdings bei den betreffenden Geschwindigkeiten recht unwahrscheinlich, wenn man mit den in § 3 erwähnten Messungen Vergleiche macht. Nur sehr stark hervorragende Anregungsspannungen können also zur Schichtbildung führen. Außerdem dürfen, wie Günther-Schulze hervorhebt, mehrere etwa gleich starke Anregungsspannungen nicht miteinander konkurrieren, weil sonst die Schichtung sich verwischt.

Günther-Schulze, 246, macht ohne direkte experimentelle Grundlage die Annahme, daß die negative Ionenbildung in der geschichteten Säule ganz fehlen kann. Compton, Turner und Mac Curdy, 236, kommen durch Experimente zu dem Schluß, daß in den von ihnen untersuchten Schichten negative Ionen reichlich vorkommen. Sie finden auch H^+-Ionen besonders reichlich in den leuchtenden Schichten (Reduktion von Wolframoxyd), also Ionisation.

Günther-Schulze, 246, macht, ausgehend von Hertz' Formeln, 81, einige sicher weiter entwicklungsfähige Berechnungen. Vorläufig taugen allerdings die betreffenden Formeln hier kaum einmal für eine rohe Überschlagsrechnung, weil in ihnen die Diffusion noch nicht berücksichtigt wurde (inzwischen hat Hertz, 250, angefangen seine Formeln in dieser Hinsicht zu vervollständigen). Außerdem ist es sehr fraglich, ob man mit Mittelwerten für die Weglänge λ und für den Stoßverlustfaktor γ, so wie es Hertz tut, rechnen darf, wenn es sich um die kurzen Vorrückungen der Elektronen von Schicht zu Schicht handelt. Auf Anzeichen dafür, daß auch nichtanregende Stöße individuell sehr verschieden verlaufen, machen Minkowski und Sponer, 262, aufmerksam.

Die jetzt geschilderten neuen Theorien machen den Eindruck einer wertvollen Bereicherung des Hypothesenmaterials der Glimmstromtheorie. Sie scheinen aber weit davon entfernt zu sein, die endgültige Lösung zu geben. Eine Schwierigkeit bleibt ihnen sowie der Theorie des Glimmsaums noch ungelöst, nämlich die manchmal vorkommende wunderbare Schärfe der Schichtenränder zu erklären (vgl. Ber. I, § 13).

Wenn übrigens die negativen Ionen im allgemeinen so zahlreich auftreten wie es Compton, Turner und Mac Curdy in einem Fall finden, so ist es wenig plausibel, daß die freien Elektronen über die Lokalisierung der negativen Raumladungen verfügen. Für den Beweis der Ähnlichkeitsgesetze von Holm würde es allerdings eine Erleichterung bedeuten, je kleiner sich die Zahl der negativen Ionen in der positiven Säule herausstellte, indem dann die Erfüllung der Voraussetzung $\bar{Z}^2$ begreiflicher würde. Die gute experimentelle Bestätigung der Ähnlichkeit in der geschichteten Säule macht also a posteriori die Raumladungsbestimmung durch die wesentlich strombefördernden Elektronen wahrscheinlich.

Zu § 22. Der elektrische Funke. Korona. M. Toepler, 274, veröffentlicht Messungen und eine Systematik über Gleitfunken. Es würde hier zu weit führen auf dieses besondere Gebiet einzugehen. C. Gutton, 249, gibt eine erste Mitteilung über Entladungen bei sehr hohen Frequenzen (Wellenlänge herunter zu 27 m). Vgl. Phys. Berichte 1925, S. 393.

K. Fischer, 241, erwähnt den interessanten Petersenschen Spulenschutz für Lufttrans-

formatoren. Das Ende der Transformatorspule wird zu einem Sprühring (kammartig mit zahlreichen kleinen Spitzen) ausgebildet, welcher mit dem hochgespannten Drahtende der Spule verbunden wird. In der vom Sprühen reichlich ionisierten Luftmasse am Spulenende werden zufällige Inhomogeneitäten des Feldes automatisch ausgeglichen. Darum können dort die Stromfäden nicht in sonst geeigneten Punkten zu Bogenentladungen vereinigt werden. Das Sprühen (ebenso die Korona) schützt somit recht weitgehend gegen Durchschlag.

Auf besondere Veranlassung hebe ich die folgende Bedingung für die Korona hervor. Zur Korona gehören am betr. Leiter Stromdichten von derselben Größe wie zum Townsend-Strom. Einen Townsend-Strom-Charakter hat ja auch die eigentliche, leuchtende Koronahaut. Die für Holms Theorie, 252, der Wechselkorona sehr wesentlichen Raumladungen können trotz ihrer kleinen Dichte für die Entladespannung bedeutsam werden, teils weil es sich um große Abstände zwischen den Elektroden handelt, teils weil die Ladungen recht ausgedehnt sind. Zu der von Holm behandelten Korona gehören also Abstände zwischen den Elektroden, welche, in λ gemessen, sehr groß sind (Größenordnung 10^6).

Zu § 23. Loeb, 259, korrigiert einige Zahlenwerte seiner Abhandlung, 228.

Literatur (Fortsetzung).

231) G. A. Anslow, Phys. Rev. **25**, 484, 1925.
232) H. A. Barton, Phys. Rev. **25**, 469, 1925.
233) R. Bär, Zeitschr. f. Phys. **31**, 430, 1925.
234) K. T. Compton u. C. Eckart, Phys. Rev. **24**, 97, 1924.
235) — —, ebenda **25**, 139, 1925.
236) —, L. A. Turner u. W. H. Mac Curdy, Phys. Rev. **24**, 597, 1924.
237) —, u. C. C. van Voorhis, Phys. Rev. **25**, 245, 1925.
238) W. Dällenbach, E. Gerecke u. E. Stoll, Phys. Zeitschr. **26**, 10, 237, 1925.
239) O. S. Duffendack u. H. Huthsteiner, Phys. Rev. **25**, 501, 1925.
240) H. A. Eriksson, Phys. Rev. **24**, 502, 1924.
241) K. Fischer, Naturwiss. **13**, 159, 1925.
242) R. H. Fowler, Proc. Cambridge Phil Soc. **21**, 521, 531, 1923 u. Phil. Mag. **47**, 257, 1924.
243) H. Geffcken, Physik. Zeitschr. **26**, 241, 1925.
244) A. Günther-Schulze, Zeitschr. f. Phys. **28**, 129, 1924.
245) —, ebenda **30**, 175, 1924.
246) —, ebenda **31**, 1, 1925.
247) —, ebenda **31**, 507 u. 509, 1925.
248) —, ebenda **31**, 606, 1925.
249) C. Gutton, C. R. **178**, 467, 1924.
250) G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. **32**, 298, 1925.
251) J. Herweg, Phys. Zeitschr. **13**, 633, 1912.
252) R. Holm, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **4**, 14, 1925.
253) —, u. R. Störmer, ebenda **4**, 25, 1925.
254) K. Höjendahl, Phil. Mag. **48**, 310, 1924.
255) J. v. Issendorff, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **4**, 124, 1925.
256) A. Janitzky, Zeitschr. f. Phys. **31**, 277, 1925.
257) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **25**, 303, 1924.
258) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **76**, 261, 1925.
259) L. B. Loeb, Phil. Mag. **49**, 517, 1925.
260) W. H. Mac Curdy, Phil. Mag. **48**, 898, 1924.
261) C. A. Mackay, Phys. Rev. **24**, 319, 1924.
262) R. Minkowski u. H. Sponer, Ergebn. d. exakten Naturwiss. **3**, 67, 1924.
263) F. L. Mohler, Phys. Rev. **25**, 583, 1925.
264) P. O. Pedersen, Ann. d. Phys. **75**, 827, 1924.
265) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **25**, 635, 1924.
266) — u. M. Schenkel, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-konzern **2**, 252, 1922.
267) —, u. J. v. Issendorff, Zeitschr. f. Phys. **31**, 163, 1925.
268) R. Seeliger u. E. Mauz, Physik. Zeitschr. **26**, 47, 1925.
269) —, u. W. Lindow, Phys. Zeitschr. **26**, 393, 1925.
270) H. D. Smyth, Phys. Rev. **25**, 452, 1925.
271) H. Stolt, Zeitschr. f. Phys. **31**, 240, 1925.
272) J. J. Thomson, Phil. Mag. **18**, 441, 1909.
273) G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. Edinburgh **44**, 120, 1924.
274) M. Toepler, Archiv f. Elektrotechn. **14**, 305, 1925.
275) W. B. Wahlin, Phil. Mag. **49**, 566, 1925.
276) A. Wehnelt u. A. Jachan, Zeitschr. f. Phys. **31**, 637, 1925.
277) K. Zuber, Ann. d. Phys. **76**, 231, 1925.

(Eingegangen 15. Mai 1925.)

BESPRECHUNGEN.

J. Ackeret, Das Rotorschiff und seine physikalischen Grundlagen, mit einem Vorwort von Prof. Dr. Ing. h. c. Dr. L. Prandtl. Zweite Auflage. Gr. 8°. 48 S., 44 Abbildungen im Text und auf 7 Tafeln. Göttingen, Vandenhoeck & Ruprecht. 1925. Brosch. M. 1,80.

Die Erfindung des Rotorschiffes hat durch ihre große Bedeutung für die gesamte Schiffahrt in weiten Kreisen außerordentliches Interesse und das Streben nach dem Verstehen dieses Vorganges geweckt. Es ist daher sehr erfreulich, daß einer der dazu Berufensten es unternommen hat, in vorliegendem Buche die wissenschaftlichen Grundlagen dieser Erfindung und ihre geschichtliche Entwickelung darzustellen. Herr Dipl.-Ing. Ackeret ist Abteilungsleiter an der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, „seinem frischen Zupacken sind vor etwa anderthalb Jahren die ersten Messungsergebnisse über rotierende Zylinder zu verdanken", wie Prof. Prandtl, der Leiter dieser Anstalt, in dem Vorwort des Buches ausführt.

Ackeret hat es ausgezeichnet verstanden, die für das Verständnis des Rotoreffektes erforderlichen physikalischen Grundlagen, die Strömungserscheinungen, den Magnuseffekt, die Prandtlsche Grenzschichttheorie, in wissenschaftlicher Strenge und doch für den Laien verständlicher Form zu entwickeln. Zahlreiche gute Abbildungen und geschickt gewählte Bei-

spiele erhöhen die Anschaulichkeit. Das letzte Kapitel behandelt den Rotor und seine Verwendung als Ersatz des Segels; das Flettnersche Versuchsschiff wird beschrieben, und daran der Vorteil dieser Segelmethode und ihre außerordentliche Bedeutung für die Schiffahrt erörtert. Mit einigen Literaturhinweisen schließt das sehr frisch und lebendig geschriebene Buch.

Ein Beweis für seine gute Aufnahme ist die Tatsache, daß die erste Auflage von 8000 Exemplaren bereits nach 4 Wochen vergriffen war. M. Reich.

L. Peters, Vektoranalysis. (Math.-phys. Bibl. Bd. 57.) 40 S. mit 24 Figuren. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1924. Kart. M. 0.80.

Das kleine Büchlein führt an Hand zahlreicher einfacher Beispiele in die ersten Elemente der Vektoranalysis ein. Die ersten 19 Seiten bringen die elementarsten Begriffe bis zum inneren bzw. äußeren Produkt, der zweite Teil die Differentialoperationen. Integralbetrachtungen fehlen leider bis auf ganz kurze Andeutungen im letzten Paragraphen „mit Rücksicht auf die engen mathematischen und physikalischen Voraussetzungen der Sammlung". E. Hilb.

T. Levi-Civita, Lezioni di calcolo differenziale assoluto. 314 S. Rom, Alberto Stock. 1925.

Wer die überaus klare, lichtvolle Darstellung des absoluten Differentialkalküls von Ricci und Levi-Civita in den Math. Ann. 54 (1901) kennt und den Einfluß verfolgt hat, den die Einführung des Begriffes der Parallelverschiebung durch Levi-Civita im Circ. Mat. **52**, 123—215, 1917 auf die Weiterentwicklung der Theorie gehabt hat, wird mit besonderen Erwartungen das Buch in die Hand nehmen. Tatsächlich erfüllt das Buch, das aus Vorlesungen in den Jahren 1920/21 und 1922/23 entstanden ist, diese Erwartungen vollauf; man kann sich kaum eine klarere, durchdachtere Einführung in dieses, auch für den Physiker durch Einsteins Arbeiten wichtige Gebiet denken. Der erste Teil des Buches bringt die Grundlagen, zunächst die Theorie der Systeme totaler und partieller Differentialgleichungen. Das vierte Kapitel behandelt die Tensoralgebra, das fünfte und letzte Kapitel des ersten Teiles gibt eine geometrische Einführung in die Theorie der quadratischen Differentialformen. Das Kapitel beginnt mit einer Einführung in die Flächentheorie und leitet dann zum Hauptbegriff, nämlich dem der Parallelverschiebung auf einer Fläche, über. Ist eine Fläche auf die Ebene abwickelbar, so wird man zwei die Fläche in verschiedenen Punkten berührende Vektoren, also zwei Tangentialvektoren, parallel nennen, wenn sie es nach der Abwicklung auf die Ebene sind. Auf irgendeiner Fläche ist nun die Parallelverschiebung eines Tangentialvektors von einem Punkte zu einem anderen von dem Wege T, längs welchem die Übertragung stattfindet, abhängig. Man erhält die Parallelverschiebung, wenn man die Fläche durch die längs der Kurve T sie berührende abwickelbare Fläche ersetzt. Eine infinitesimale Parallelverschiebung kann man nun auch dadurch ausdrücken, daß bei ihr die infinitesimale Änderung des Vektors auf der Fläche senkrecht steht. Diese Fassung ist unmittelbar auf den Fall irgendeiner quadratischen Differentialform übertragbar, welcher man eine in einen Euklidischen Raum genügend hoher Dimension gelagerte Mannigfaltigkeit zuordnen kann. Der Begriff der Parallelverschiebung wird durch diese Einlagerung in einen Euklidischen Raum anschaulich, ist aber von ihr ganz unabhängig. Damit ist die Grundlage für den absoluten Differentialkalkül geschaffen. Der zweite Teil des Buches gibt die Durchführung unter Zugrundelegung einer quadratischen Differentialform. Die kovariante Differentiation wird dargestellt, und es werden die Riemannschen Symbole in ihrem Zusammenhang mit der Krümmung gewonnen. Im Kapitel 8 werden die Beziehungen zwischen zwei Mannigfaltigkeiten betrachtet, die auf dieselben Parameter bezogen sind, und die Mannigfaltigkeiten konstanter Krümmung untersucht. Kapitel 9 ist den Euklidischen Mannigfaltigkeiten und den n dimensionalen Hyperflächen im $n+1$ dimensionalen Raume gewidmet, das letzte Kapitel den Kurvenkongruenzen. Diese kurze Inhaltsangabe kann natürlich nur eine ganz oberflächliche erste Orientierung geben. Aber vielleicht kann man schon aus ihr sehen, wie anschaulich Levi-Civita zu Werke geht, und wie elementar und durchsichtig er den schwierigen Gegenstand darstellt. Hilb.

F. Breisig, Theoretische Telegraphie. Eine Anwendung der Maxwellschen Elektrodynamik auf Vorgänge in Leitungen und Schaltungen. 2. Auflage, XIV u. 548 S., 240 Textfig. Braunschweig, Fried. Vieweg & Sohn. 1924. Geh. M. 26.—, geb. M. 28.—.

Nachdem die erste Auflage des bekannten Lehrbuchs längere Zeit vergriffen war, ist nunmehr die zweite mit erheblich vergrößertem Umfang erschienen. Die Vermehrung des Stoffes ist zurückzuführen auf die gewaltigen Fortschritte, die die elektrische Nachrichtentechnik in den 14 Jahren seit dem Erscheinen der ersten Auflage gemacht hat. Die Einführung der Verstärker hat in vieler Hinsicht eine vollkommene Umwälzung hervorgerufen; sie hat gewisse Gesichtspunkte, die die Technik bisher beherrschten, bedeutungslos werden lassen, andere dafür in den Vordergrund geschoben. Auch in der theoretischen Behandlung telegraphentechnischer Probleme sind in den letzten Jahren bedeutende Fortschritte gemacht worden. Dementsprechend sind verschiedene Teile des Buches umgearbeitet oder ergänzt worden. Hinzu gekommen sind insbesondere Abschnitte über das Heavisidesche Verfahren zur Berechnung von Ausgleichsvorgängen, über verschiedene neuere Meßmethoden in der Fernsprechtechnik, über Kettenleiter, Verstärker, Nebensprechen in Fernsprechkabeln und einige neuere Fortschritte in der Seekabeltelegraphie. Die Schnelligkeit, mit der die Entwicklung in der elektrischen Nachrichtentechnik sich gegenwärtig vollzieht, wird vielleicht durch nichts besser illustriert, als durch den Umstand, daß selbst ein so ausgezeichnetes Buch wie das vorliegende schon beim Erscheinen wieder Lücken aufweist. Sie werden von den meisten Lesern freilich nicht empfunden werden; diese werden vielmehr vollkommen unter dem überwältigenden und für manchen Anfänger vielleicht beängstigenden Eindruck der Fülle des Gebotenen stehen.

Die Aufgabe, die sich das Buch stellt, wird durch den neu hinzugekommenen Untertitel schärfer umgrenzt. Das durch ihn gekennzeichnete Programm ist in der Tat konsequent durchgeführt. Weggelassen oder ganz kurz gestreift sind demgemäß alle diejenigen Probleme und Ausführungen aus der Theorie der elektrischen Nachrichtentechnik, die nicht zum Gebiet der engeren klassischen Elektrodynamik gerechnet werden, z. B. die nichtlinearen Vorgänge im magnetischen Wechselfeld (Modulation, Frequenzvervielfachung, Hysterese und dergl.); die Eigenschaften der wirklichen

lsolierstoffe, die vielfachen Anwendungen der Elektronenröhre, die auf der gekrümmten Kennlinie beruhen, z. B. als Gleichrichter, Detektor und Schwingungserzeuger. Bezüglich dieser Dinge wird auf die Literatur verwiesen, die reichlich zitiert ist.

Die Behandlung des Stoffes ist eine vorwiegend mathematische und als solche hervorragend geeignet, den Sinn für die exakte quantitative Erfassung der Vorgänge bei der elektrischen Nachrichtenübermittlung zu pflegen. Auch dem, der nicht als Spezialist auf diesem Gebiet tätig ist, bietet das Buch viel Anregung. Druck und Ausstattung ist vorzüglich. K. W. Wagner.

M. Planck, Kausalgesetz und Willensfreiheit. (Öffentlicher Vortrag, gehalten in der Preußischen Akademie der Wissenschaften am 17. Februar 1923.) 8°. 52 S. Berlin, J. Springer. 1923. M. 1.50.

Die alte Frage, wie die Existenz einer strengen Kausalität in der Welt mit der sittlichen Würde und Verantwortlichkeit, die eine Freiheit unseres Willens zur Voraussetzung hat, verträglich ist, wird hier von einem Manne behandelt, dessen Meinung in diesen Fragen besondere Beachtung verdient. Man wird, wie immer in Plancks Schriften, durch Schönheit des Stils und Klarheit der Darstellung bei der Lektüre von Anfang bis zu Ende gefesselt.

Da das Kausalgesetz nicht etwas Denknotwendiges ist, hat die Philosophie seit alters versucht, durch reines Nachdenken die Frage nach dem eigentlichen Wesen des Kausalgesetzes und dem Bereich seiner Gültigkeit zu beantworten. Eine Übersicht der Gedankengänge der Philosophen von den Rationalisten des 17. Jahrhunderts bis zu den Positivisten des 19. Jahthunderts führt zu dem Ergebnis, daß die Philosophie die Frage nach dem Wesen und dem Gültigkeitsbereich des Kausalgesetzes in einer allgemein befriedigenden Weise nicht hat beantworten können.

Als eine weitere Möglichkeit bleibt die Umfrage bei den Fachwissenschaften. Hier ergibt sicht die Antwort, daß die Fachwissenschaften die Existenz einer realen, kausal begreifbaren Außenwelt zur Voraussetzung haben, ebenso wie einen strengen Kausalzusammenhang in der Welt des Geistes. Ähnlich wie für Kant ist auch für die Fachwissenschaft der Begriff der Kausalität Voraussetzung für die Möglichkeit jeglicher Erkenntnis. Den speziellen Inhalt des Kausalgesetzes sucht dann jede spezielle Fachwissenschaft durch induktive Forschung aufzufinden. Dies wird im einzelnen nachgewiesen für die mathematischen und biologischen Naturwissenschaften, ebenso wie für die Geisteswissenschaft (Geschichte).

Die erfolgreichen Methoden der Fachwissenschaften haben also eine vollkommene Herrschaft des Kausalgesetzes zur Voraussetzung. Es scheint also, daß ein vollständiger Determinismus unvermeidlich ist, wenn auch zugegeben werden muß, daß nur ein „Laplacescher Geist" die kausalen Gesetzmäßigkeiten, z. B. in den schöpferischen Leistungen eines Menschen würde durchschauen können.

Indessen zeigt sich zum Schluß, daß der freie Wille und damit die sittliche Würde des Menschen gerettet wird im eigenen „Ich", wegen der prinzipiellen Unmöglichkeit, das eigene „Ich" durch eigenes Denken dem Kausalgesetz zu unterstellen. Hier öffnet sich das ganze große Gebiet, wo die Kausalität prinzipiell für uns versagt, wo Willensfreiheit, Sittlichkeit, Religion, Glauben in ihre Rechte treten.

Wenn wir die kleine Schrift kaum mit dem Gefühl einer völligen logischen Befriedigung aus den Händen legen werden, so liegt dies sicherlich an der für uns Menschen unlösbaren Fragestellung und nicht an der Darstellung und Auffassung des Verfassers. Die Reinheit und Höhe der Weltanschauung, die aus Plancks Worten zu uns spricht, erweckt in uns das Gefühl einer sittlich-geistigen Erhebung.

Rüchardt.

N. Herz, Allgemeine Theorie zentrierter Linsensysteme. Gr. 8°. 67 S. Wien und Leipzig, F. Deuticke. 1924. M. 5.—.

Anläßlich optischer Berechnungen hat der Verfasser theoretische Untersuchungen zur Verfolgung eines Lichtstrahles durch ein System zentrierter Kugelflächen angestellt. Als Strahlenkoordinaten werden zwei Richtungswinkel und an Stelle zweier rechtwinkliger Koordinaten zwei Funktionen derselben gewählt. Diese beiden Funktionen — die ihrer geometrischen Bedeutung nach die Projektionen der kürzesten Entfernung des Strahles von dem Mittelpunkte der jeweiligen Kugelfläche auf die beiden Koordinatenebenen darstellen — sind Kovarianten des Strahles: längs des ganzen Verlaufes des Lichtstrahles sind dieselben konstant und beim Übergang zum anderen Medium transformieren sie sich in einfacher Weise. Durch diesen Kunstgriff gelingt es dem Verfasser übersichtliche allgemeine Formeln zur Berechnung von Linsensystemen zu entwickeln.

Für das „parazentrale" Gebiet (die Gaußsche Dioptrik) wird unter Vernachlässigung der zweiten Potenzen der Winkelgrößen und teils auch der zweiten Potenzen der Linsendicken ein Rechnungsschema aufgestellt. Aus den erhaltenen Formeln werden in einfacher Weise die bekannten Brechungsgesetze durch eine einfache Linse, die Sätze über die Kardinalpunkte, Kombinationen mehrerer Linsen usw. abgeleitet.

Weiterhin werden die Entwicklungen auf das Seidelsche Gebiet ausgedehnt und Sätze über Strahlenbüschel, Farbenfehler, Meridional- und Sagittal-Strahlen abgeleitet.

Vom mathematischen Standpunkte ist die Untersuchung sehr lehrreich, und es ergeben sich nach mehrfachen vergeblichen Ansätzen — die interessanterweise ebenfalls mitgeteilt werden — elegante Formelsysteme. Ref. kann sich dem Wunsche des Verfassers nach Fortführung dieser Untersuchungen nur anschließen. Zu bedauern ist lediglich, daß keine praktische Durchführung der Rechnung nach diesen Formeln im Vergleich zu den jetzt üblichen mitgeteilt wird. Linnemann.

C. Mainka, Physik der Erdbebenwellen. Zusammenfassung der Arbeitswege und deren Ergebnisse. (Sammlung Geophysikalischer Schriften Nr. 1.) 8°. 156 S., 35 Fig., 2 Tabellen. Berlin, Gebr. Borntraeger 1923. Geh. M. 9.—

Das geophysikalische Problem der Seismik ist die Erforschung der Schichtung des Erdinnern und der Elastizität der verschiedenen Schichten. Natürliche und künstliche Erdbeben (Explosionen) durchstrahlen das Erdinnere mit elastischen Wellen. In einem Netz von Beobachtungsstationen werden diese Wellen aufgezeichnet. Die Aufzeichnungen geben Kunde von den durcheilten Schichten. Die elastischen Eigenschaften der Schichten bestimmen die Geschwindigkeit der Wellen, die elastischen Diskontinuitäten an den Schichtgrenzen erzeugen Brechungen, Beugungen, Reflexionen,

Extinktionen und geben zur Ausbildung besonderer Wellen Anlaß. So gibt sich die Schichtung des Erdinnern in der Aufzeichnung des Seismographen zu erkennen. Die physikalischen Aufgaben, die den Weg zur Lösung dieses geophysikalischen Problems ebnen sollen, sind: die Ergründung der physikalischen Natur der verschiedenen Erdbebenwellen, der longitudinalen und transversalen Raumwellen, der Schichtwellen und Rayleighwellen; die Aufstellung der Strahlgleichung, Ermittlung der Scheiteltiefe und Scheitelgeschwindigkeit des Laufstrahls; Bestimmung der Energieverteilung auf die verschiedenen Wellenarten im Herd, bei Reflexionen und Brechungen; die Ableitung der Dicke der schwingenden Schichten aus den Perioden der Schicht- und Raylelghwellen.

Die verschiedenen bisher begangenen Arbeitswege zu diesen Zielen werden in dem vorliegenden Heft eingehend und mit zahlreichen, wenn auch nicht immer ganz vollständigen Literaturbelegen beschrieben. Die Literatur seit Mitte 1921 ist nur kurz berücksichtigt worden. Das Werkchen ist eine sehr nützliche, auch für den Physiker geeignete Vorarbeit zur Orientierung über den heutigen Stand der seismischen Probleme. Bei der Besprechung der theoretischen Fragen sind die dafür wichtigen Beobachtungsergebnisse erörtert. Oftmals sind bei dieser Gelegenheit eigene instrumentelle Erfahrungen mitgeteilt, die für die kritische Würdigung der Beobachtungsergebnisse ausschlaggebend sind. Das ist besonders für den mit der Materie vertrauten sehr wertvoll; für den Neuling auf diesem Gebiete wäre eine strengere Gliederung des Stoffes manchmal erwünscht.

Die ersten Kapitel enthalten Beschreibung und Erklärung der Diagramme. Kapitel 4 gibt eine summarische Darstellung der Theorie der Erdbebenwellen. Die Arbeiten von E. Meißner fanden dabei noch keine und die wichtigen Arbeiten von Love nur gelegentliche Erwähnung. Kapitel 5 und 6 behandeln das Problem des Laufstrahls; Kapitel 7 die Reflexionen. Kapitel 8 Bestimmung der Herdlage, Kapitel 9 die Beschaffenheit des Erdinnern auf Grund seismischer Forschung. G. Angenheister.

E. Schneider, Mathematische Schwingungslehre. VI und 194 S. Mit 49 Abbildungen. Berlin, Julius Springer. 1924. M. 8.40, geb. M. 9.15.

Man kann die mathematische Schwingungslehre so aufbauen, daß man, womöglich unter Heranziehung der ungemein bequemen symbolischen Methoden (vgl. etwa Perry, Höhere Analysis für Ingenieure), eine allgemeine Integrationstheorie der linearen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten und der Systeme solcher Differentialgleichungen aufstellt und daraus die Spezialfälle ableitet. Der Verfasser geht den sicher viel umständlicheren, aber doch in mancher Hinsicht wieder vorteilhaften umgekehrten Weg, bei welchem er, Spezialfall an Spezialfall setzend, zur allgemeinen Theorie fortschreitet. Kapitel 1 enthält die gewöhnlichen Differentialgleichungen, Kapitel 2 Systeme von zwei, Kapitel 3 Systeme von mehr als zwei gewöhnlichen Differentialgleichungen. Einen guten Einblick in das Wesen des Buches erhält man, wenn ich etwa die Titel der 14 Paragraphen des zweiten Kapitels aufführe: Ungekoppelte Schwingungen, Beschleunigungskopplung, Kraftkopplung, Beschleunigungs- und Kraftkopplung, Geometrische Deutung der Resultate, Die Lagrangeschen Gleichungen erster Form, Geschwindigkeitskopplung Beschleunigungs-, Geschwindigkeits- und Kraftkopplung, Tabellen für Gleichungen vierten Grades, Lagrangesche Gleichungen zweiter Form, Lose Kopplung, Geringe Dämpfung, Erzwungene Schwingungen bei Beschleunigungs- und Kraftkopplung, Erzwungene Schwingungen bei Geschwindigkeitskopplung. Kapitel 4 bringt Variabelntransformationen zur Überführung spezieller Differentialgleichungen in solche mit konstanten Koeffizienten. In Kapitel 5 werden Fälle partieller Differentialgleichungen behandelt, von denen in bekannter Weise Integrale vermittels gewöhnlicher Differentialgleichungen gewonnen werden, und es wird die Bedeutung der so erhaltenen Integrale für die Lösung von Randwertaufgaben durch Reihenentwicklungen berührt. Hier wäre die prinzipiell verschiedene Bedeutung der Reihenentwicklungen bei der Lösung von Randwertaufgaben im Falle von elliptischen und parabolischen Differentialgleichungen einerseits, von hyperbolischen Differentialgleichungen andererseits scharf herauszuarbeiten gewesen. Dagegen wird der Zusammenhang mit den Variationsproblemen dargetan. Kapitel 6 bringt einiges Wenige über Differenzengleichungen, der Anhang eine Tabelle entsprechender physikalischer Größen, sowie zwei Tabellen über die von verschiedenen Autoren gebrauchten Bezeichnungsweisen in der Elastizitätstheorie und Elektrizitätslehre. Das Buch scheint mir zum Nachschlagen ganz ausgezeichnet, zum Studium bei dem nach meiner persönlichen Auffassung mangelnden Herausarbeiten der prinzipiellen Gesichtspunkte weniger geeignet.

E. Hilb.

H. Schwerdt, Lehrbuch der Nomographie auf abbildungsgeometrischer Grundlage. VIII und 275 Seiten mit 137 Textabbildungen. Berlin, Springer 1924. Geb. M. 12,90.

Man kann zwei Gruppen von Aufgaben unterscheiden, welche zeichnerischen Methoden zugänglich sind: einerseits die Darstellung von Funktionen usw., andererseits die Ermittelung von Zahlenwerten. Die graphische Darstellung von Funktionen ist in der Physik seit jeher bekannt. Das graphische Rechnen erlangt neuerdings wachsende Bedeutung insbesondere in der Technik.

Der Verf. behandelt die graphische Rechnung, und zwar nicht die Bestimmung von Einzellösungen, etwa der Wurzeln numerischer Gleichungen, sondern die zeichnerische Ermittelung von Zahlenfolgen. Häufig wiederkehrende Rechnungen, welchen eine Funktion zugrunde liegt, werden in einer Rechentafel erledigt. Aus diesen kann der zu einem gegebenen Wert des Argumentes gehörige Wert der Funktion sofort abgelesen werden. Die Nomographie lehrt, solche Rechentafeln zu entwerfen.

Die Methoden der Nomographie werden auf abbildungsgeometrischer Grundlage entwickelt. In Abschnitt I werden die Grundlagen dargestellt und die eingeführten Begriffe in sehr anschaulicher Weise erklärt. Abschnitt II macht mit den Hauptypen der Funktionsleitern bekannt. In Abschnitt III bis einschließlich VI werden Netz- und Leiterfafeln entwickelt, wobei insbesondere in Kap. III und VI die Methoden der projektiven Geometrie weitgehend ausgenutzt werden. Abschnitt VII behandelt Rechentafeln mit besonderen Schlüsseln. Der Anhang enthält außer einigen praktischen Behelfen Anweisungen für die Lösung der im Text eingestreuten Übungsspiele.

Diese Beispiele machen das Buch besonders wertvoll, da sie einen viel besseren Einblick in die Leistungsfähigkeit der nomographischen Methoden gewähren als eine streng systematische Darstellung. Manche Beispiele sind der Physik, die meisten der Technik entnommen. Sie geben dem Physiker und

Techniker Anregungen, wie er mit Hilfe eines Nomogrammes Rechnungen schnell und übersichtlich ausführen kann.

Von Wert sind auch die Genauigkeitsbetrachtungen über die Diagramme sowie die Anweisungen zur zweckentsprechenden Anfertigung der Nomogramme.

Der Leser vermißt ein systematisches Prinzip, an Hand dessen das ganze Gebiet der Nomographie überblickt werden könnte. Es ist jedoch ausgesprochenermaßen nicht das Ziel des Verfassers, alle möglichen Tafeltypen erschöpfend darzustellen. Er entwickelt in erster Linie Leitgedanken, welche es ermöglichen, verschiedene Tafeltypen kritisch miteinander zu vergleichen und so den Leser befähigen, selbst Tafeln zu entwerfen.

Die Ausstattung des Buches ist gediegen.

Das Buch kann empfohlen werden.

Schachenmeier.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 4. Auflage. 8°. XII u. 862 S. Mit 156 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn A.-G. 1924. Geh. M. 22.—, geb. M. 25.—.

Seit dem Erscheinen der 3. Auflage des berühmten Buches hat die Atomforschung eine Entwicklung genommen, die in mancher Hinsicht zu bedauern ist, die aber offenbar nicht zu ändern ist. Während nämlich auf dem Gebiet der Modellberechnung alle Hoffnungen enttäuscht wurden, ja die neu entdeckten Tatsachen über die Ausdehnung der Gesetze der Röntgendubletts ins optische Gebiet an den Grundanschauungen rütteln, wurde auf der andern Seite ein ungeheures Material an arithmetischen Gesetzmäßigkeiten in der Komplexstruktur der Spektren und in den Intensitätsverhältnissen der Linien zutage gefördert. Dieser Wendung trägt das Buch Rechnung, indem es die quantentheoretische Ordnung der Tatsachen vielfach in den Vordergrund stellt, während an atommechanischen Spekulationen manches fallen mußte. In der Anordnung des Stoffes sind gegen früher wesentliche Änderungen vorgenommen worden: Der Gegensatz Wellenlehre—Quantentheorie wird bereits in den vorbereitenden Abschnitten anläßlich des Comptoneffekts erörtert. Das periodische System der Elemente wird von vornherein an Hand der Bohrschen Bilder besprochen (auf die Modifizierung des Bohrschen Systems durch Stoner konnte nur noch im Vorwort hingewiesen werden). Um die zum Verständnis des Bohrschen Systems erforderlichen Begriffe zu entwickeln, ist dann das Wasserstoffspektrum und seine quantentheoretische Deutung vorangestellt. Entsprechend der oben gekennzeichneten Entwicklung der Forschung ist ein neues Kapitel den formalen Gesetzen der Komplexstruktur der Terme, ihrer Zeemanaufspaltungen und ihrer Intensitätsverhältnisse, sowie dem Zusammenhang mit magnetischen Fragen gewidmet. Es gipfelt in der schönen, zu einem großen Teil im Sommerfeldschen Institut ausgeführten Analyse des scheinbar so verworrenen Eisenspektrums.

Trotzdem der Umfang des Buches bedeutend vergrößert wurde, mußte den neu hinzugekommenen Kapiteln einiges geopfert werden, was in der früheren Auflage enthalten war, so die Beschreibung der Kristallgitter, für die es ja jetzt vorzügliche Spezialwerke gibt und die Einführung in die Relativitätstheorie, deren Anfänge demjenigen, der den Rechnungen zu folgen vermag, ohnehin soweit bekannt sein dürften als zum Verständnis der auf die Feinstruktur bezüglichen Abschnitte erforderlich ist. Wenn das Buch auch mehr nnd mehr den Charakter eines Handbuchs annimmt, bleibt es doch noch immer auch für den naturwissenschaftlich gebildeten Nichtfachmann gut lesbar und wird sicher der Atomforschung neue Freunde werben.

Joos.

Astronomische Zeitschrift. Herausgegeben von A. Stentzel. Verlag der Astronom. Zeitschrift, Hamburg 19. 4°.

Diese populär-astronomische Zeitschrift bringt beginnend mit Heft 4 des 17. Jahrg. (1924) einen Wiederabdruck des Hauptteiles von Ludewig Idelers, „Untersuchungen über den Ursprung und die Bedeutung der Sternnamen" (1809), und zwar die Gestirnbeschreibung des Persers Zakaria Ben Mahmud El-Kazwini samt Kommentar. Bei der hohen Bedeutung, welche der längst vergriffenen Geschichte des gestirnten Himmels von Ideler heute immer noch zukommt, ist dieser Wiederabdruck sehr zu begrüßen. A. Kopff.

Tagesereignisse.

Vom 1. bis 4. Juli d. J. findet in London ein **Internationaler Kongreß für Radiologie** statt, es sind drei Sektionen gebildet:

1. „Radiologie",
2. „Elektrotherapie und Physiotherapie" und
3. „Physik".

Alle Zuschriften sind zu richten an:

The Secretaries, International Congress of Radiology. The British Institute of Radiology, 32 Welbeck Street, London, W. 1.

Die Kosten für die Teilnahme betragen zwei Guineen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent der Mathematik an der Universität Breslau Dr. Lothar Koschmieder zum nichtbeamteten a. o. Professor ebenda, der Privatdozent an der Universität Kiel Dr. Helmut Hasse zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Halle, der a. o. Professor für Flugzeugbau an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Wilhelm Hoff zum ord. Professor ebenda, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Breslau Dr. Alexander Wilkens in gleicher Eigenschaft an der Universität München, der Leiter der Übungssternwarte an der Universität Berlin Dr. A. Klose zum ord. Professor der Astronomie an der lettländischen Universität Riga, der a. o. Professor an der Universität Wien Dr. Kurt Reidemeister zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Königsberg, der Professor der organischen Chemie an der Universität Durham Walter Normann Haworth zum Direktor des Chemischen Instituts der Universität Birmingham.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Rat Dr. Karl Haussmann.

Ehrung: Der Direktor des physiologischen Instituts der Tierärztlichen Hochschule Berlin Professor Dr. Max Cremer wurde von der philosophischen Fakultät der Universität Köln zum Dr. phil. ehrenhalber ernannt.

Gestorben: Der Sekretär der Société astronomique de France in Paris und Direktor des Observatoire in Juvisy sur Orge Camille Flammarion.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.-G.

Physikalische Apparate

Demonstrations - Rundfunk - Empfangs - Apparate
Oelluftpumpen und Gebläse
Längen- und Kreisteilmaschinen
Komparatoren ✳ Funkeninduktoren
Megadiaskope ✳ Verdunkelungen
Experimentier-Schalttafeln
Laboratorienmöbel

Max Kohl A.-G. Chemnitz 4

Gründungsjahr 1876

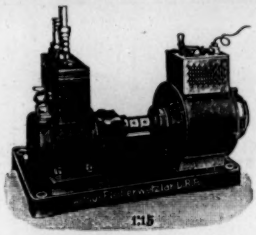
Der Kauf von physikalischen Apparaten ist Vertrauenssache!

Pfeiffer's

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D. R. P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Warnung!

Durch gerichtliches Urteil, gestützt auf ein autoritatives Gutachten, ist festgestellt, daß die sogenannten Quecksilber-Dampfstrahlpumpen und Quecksilber-Kondensationspumpen in den Geltungsbereich des Patentes Nr. 286404 fallen, dessen Generallizenzträger wir sind. Wir werden gegen alle unbefugten Hersteller derartiger Pumpen gerichtlich vorgehen. Gleichzeitig warnen wir hiermit die Erwerber derartiger unbefugt in den Verkehr gebrachter Pumpen, dieselben gewerbsmäßig zu benutzen, indem wir darauf hinweisen, daß die Benutzung solcher Pumpen zu Schadenersatz verpflichtet und unter Umständen strafbar ist.

Unter dieses Verbot fallen nicht die von der Firma Hanff & Buest, Berlin, nach den Patenten Nr. 340446, 379400, 396636, 398198 hergestellten Pumpen, da dieser Firma Lizenz zur Herstellung und zum Vertrieb von Pumpen aus Glas und Quarz erteilt worden ist.

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln am Rhein

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.